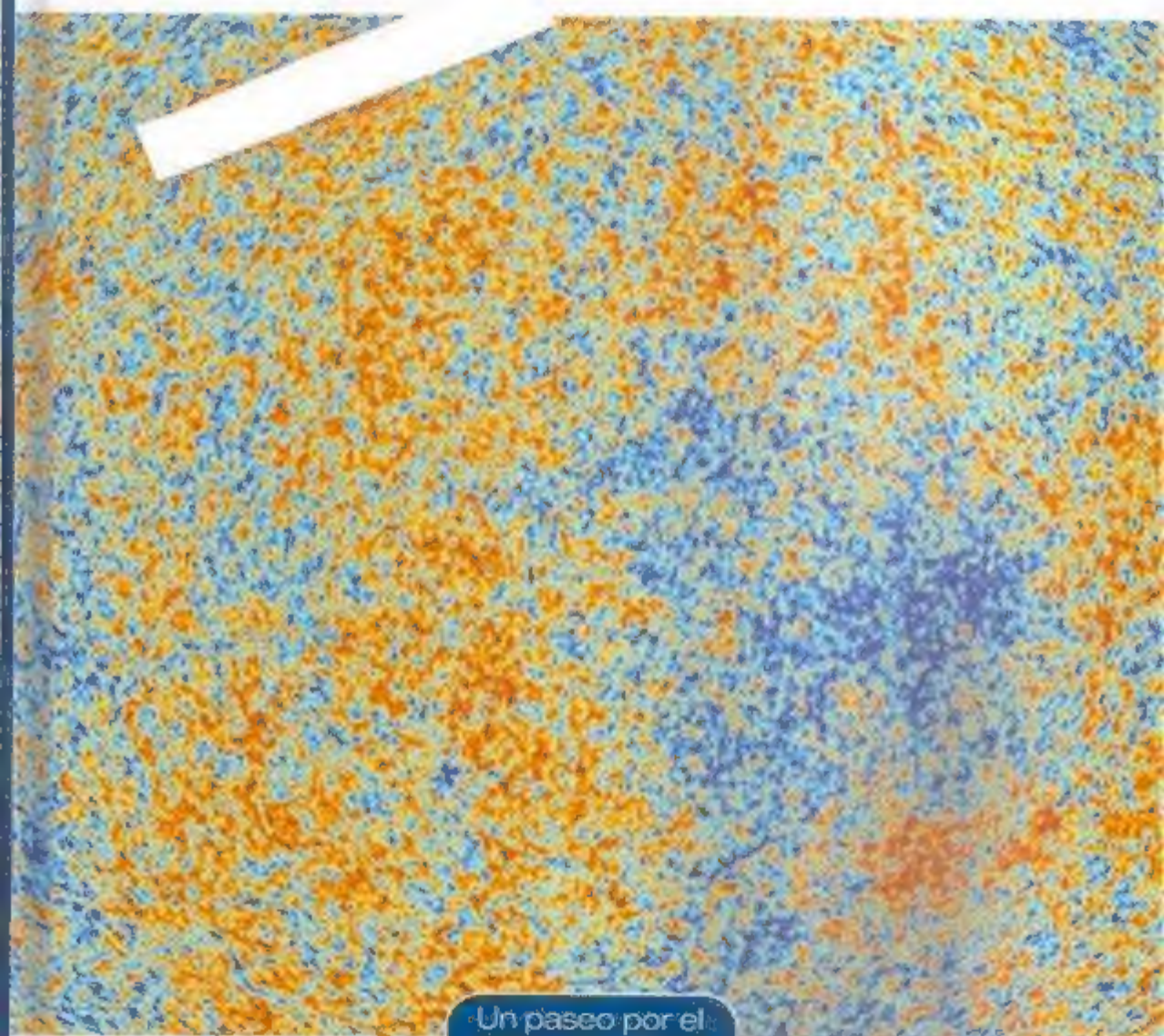


El fondo cósmico de microondas

Observando el origen
del universo



Un paseo por el
COSMOS

EXLIBRIS Scan Digit



The Doctor y La Comunidad

Redigitalización: The Doctor

<http://thedoctorwho1967.blogspot.com.ar/>

<http://el1900.blogspot.com.ar/>

<http://librosrevistasinteresesanexo.blogspot.com.ar/>

<https://labibliotecadeldrmoeau.blogspot.com/>

El fondo cósmico de microondas

Observando el origen
del universo

RBA

Imagen de cubierta: Fragmento del mapa de las anisotropías del fondo cósmico de microondas obtenido por el satélite Planck de la Agencia Espacial Europea.

*Gracias a Eduardo Battaner por su apoyo en este proyecto.
A Carolina.*

Dirección científica de la colección: Manuel Lozano Leyva

© José Alberto Rubiño Martín por el texto
© 2017, RBA Coleccionables, S.A.U.

Realización: EDITEC

Diseño cubierta: Llorenç Martí

Diseño interior: tactilestudio

Infografías: Joan Pejoan

Fotografías: Age Fotostock: 37; Archivo RBA: 49; H. van Batenburg/Wikimedia Commons: 25; Betsy Devine aka Betsythedevine/Wikimedia Commons: 100; Boomerang Collaboration: 90; ESA/XMM-Newton (rayos X), ESO/WFI (óptico), NASA/ESA y CFHT (materia oscura): 20-21; ESA y Colaboración Planck: portada, 84, 135, 145, 147; <https://einstein.stanford.edu>: 17; IAC, proyecto QULIOTE: 116; NASA: 33, 121; NASA/JPL-Caltech/ESA: 143; The Hubble Heritage Team (AURA/STScI/NASA): 61; UCSD: 87.

Reservados todos los derechos. Ninguna parte de esta publicación puede ser reproducida, almacenada o transmitida por ningún medio sin permiso del editor.

ISBN: 978-84-473-8673-4

Depósito legal: B-16365-2017

Impreso y encuadernado en Rodesa, Villatuerta (Navarra)

Impreso en España - Printed in Spain

SUMARIO

INTRODUCCIÓN	7	
CAPÍTULO 1	Arqueología cósmica: descubriendo los fósiles del Big Bang	13
CAPÍTULO 2	El fondo cósmico de microondas y la historia térmica del universo	41
CAPÍTULO 3	El fondo de microondas y las semillas de las grandes estructuras del universo	69
CAPÍTULO 4	La inflación cósmica	93
CAPÍTULO 5	Observando la luz del origen del universo	125
LECTURAS RECOMENDADAS		151
ÍNDICE		153

INTRODUCCIÓN

¿Es posible ver cómo nació el universo? Por sorprendente que parezca, sí podemos observarlo directamente tal como era hace unos 13800 millones de años, cuando acababa de nacer. Gracias a que la luz se desplaza a una velocidad finita (unos 300000 km/s en el vacío) es posible observar cómo era el universo en el pasado. Así, cuanto más alejado está un objeto, más antigua será la luz que emitió y que recibimos con nuestros telescopios en el momento actual. ¿Cuál es, entonces, la luz más antigua que podemos observar en el universo? La respuesta es el fondo cósmico de microondas.

Descubierto de forma casi accidental en los años sesenta del siglo pasado, el fondo cósmico de microondas es una prueba fósil de la existencia de un pasado caliente de nuestro universo, y constituye uno de los tres pilares fundamentales de la teoría del Big Bang, junto con la ley de Hubble (que demuestra que nuestro universo está en expansión) y la medida de la abundancia de los elementos más ligeros, como el hidrógeno y el helio. Ese fondo de radiación se generó cuando el universo tenía apenas unos 380000 años de edad, poco después del Big Bang.

En esa época, el universo tenía una temperatura de unos 3000 K, y su tamaño era unas 1000 veces más pequeño de lo

que es hoy día. El baño térmico de radiación electromagnética que reinaba en aquel momento es la luz más lejana que podemos observar, y lo fascinante es que las condiciones físicas de nuestro universo han sido tales que dicha radiación ha permanecido prácticamente inalterada desde entonces, permitiéndonos así poder fotografiar un cosmos recién nacido. Sin embargo, por efecto de la expansión del universo esa radiación se ha enfriado, y ahora la observamos, no a 3000 K (lo que correspondería a un color rojizo si pudiésemos verla con nuestros ojos), sino a una temperatura de unos 3 K, es decir, a unos -270 grados centígrados. Esa radiación térmica se encuentra, por tanto, en el rango de longitudes de onda de las microondas y las ondas de radio. Su «color» promedio es de aproximadamente 1 milímetro, o, en términos de frecuencias, unos 160 GHz. Así que para verla, tendremos que usar radiotelescopios, los instrumentos que nos permiten observar en ese rango del espectro electromagnético.

Si promediamos a todo el universo observable, nos encontramos que en cada centímetro cúbico del universo actual existen unos 410 fotones del fondo de microondas. Aunque este número pueda parecer relativamente pequeño, hay que tener en cuenta que son muchísimo más abundantes que los bariones de la materia ordinaria: en la actualidad hay más de 1600 millones de fotones del fondo cósmico por cada barión.

Usando radiotelescopios para captar esos fotones, podemos estudiar directamente las condiciones físicas en las que se encontraba nuestro universo en ese pasado remoto. Y lo que encontramos es que era muy distinto a como lo vemos en la actualidad. En ese pasado distante no existían estructuras, no había estrellas o galaxias, y la densidad y la temperatura eran tan elevadas que la materia se encontraba en forma de plasma. En otras palabras, la existencia del fondo de microondas es la prueba más sólida que demuestra que nuestro universo ha evolucionado a lo largo del tiempo cósmico.

Según el modelo de Big Bang actual, al principio las condiciones físicas eran muy extremas, con densidades y temperaturas descomunales, mucho mayores que las que encontramos, por ejemplo, en el interior de las estrellas. El universo se ha expan-

dido desde entonces a un ritmo cada vez más lento en la primera mitad de su vida. En ese proceso de expansión, la densidad de materia y la temperatura global del universo han ido decreciendo con el tiempo. Cuando se dieron las condiciones necesarias para que se formasen átomos neutros y el universo dejase de ser un plasma ionizado, el espacio se hizo transparente a la radiación. Todos los fotones que llenaban el cosmos quedaron libres, y han viajado desde entonces hasta nosotros.

El fondo de microondas tiene dos propiedades básicas. Por un lado, es una radiación térmica con un espectro de cuerpo negro, lo cual nos habla de que en el pasado se dieron las condiciones físicas para que existiese equilibrio termodinámico. Como veremos, esta observación tiene unas implicaciones fundamentales en nuestra comprensión de la historia térmica del universo. Por otro lado, se trata de una radiación de extrema uniformidad. Independientemente de la dirección de cielo en la que observamos, vemos aproximadamente la misma intensidad de la radiación, y encontramos únicamente pequeñas diferencias a un nivel de una parte entre 100 000. Como veremos, esas pequeñas variaciones, que se denominan *anisotropías*, son muy importantes para la física. Tal como entendemos hoy día el proceso de formación de estructuras en el universo, todos los objetos que observamos en la actualidad (estrellas, galaxias, agrupaciones de galaxias) han crecido, por efecto de la gravedad, a partir de esas pequeñas irregularidades en la distribución de materia que estaban presentes en forma de anisotropías en el fondo de microondas.

Desde principios de los años noventa, un gran número de experimentos han medido y caracterizado esas anisotropías con precisiones cada vez mayores. Del estudio de esas irregularidades primordiales somos capaces de extraer con gran precisión un desglose de los constituyentes fundamentales de nuestro universo. Así, nos hemos encontrado con la sorpresa de que la materia ordinaria de la cual estamos hechos (materia bariónica) apenas da cuenta del 4,9% del contenido total de energía del universo en el momento actual. El 26,6% del total es debido a un tipo de materia no ordinaria que denominamos *materia oscura*. Y lo más sorprendente es que la mayor parte, el 68,5% del contenido

energético del universo, está en una forma de energía cuyas propiedades no conocemos, y que denominamos *energía oscura*.

Ahora bien, ¿de dónde surgieron esas primeras irregularidades que han sido los embriones de todas las estructuras que hoy conocemos? Desde principios de los años ochenta del siglo pasado tenemos una respuesta a esta pregunta que, por muy sorprendente que parezca, el estudio del fondo de microondas ha permitido contrastar: las irregularidades primordiales surgen como fluctuaciones cuánticas en la primera fracción de segundo de vida de nuestro universo. Esta afirmación es consecuencia de la denominada *teoría de la inflación*. Según este paradigma, nuestro universo atravesó por una etapa de expansión acelerada muy rápida, apenas unos 10^{-33} segundos (la milésima parte de una quintillonésima de segundo) después del Big Bang. Esta etapa duró apenas un breve instante, pero produjo una expansión tan descomunal que las escalas características del universo aumentaron en un factor de 10^{26} (unos cien cuatrillones). Las escalas de energía presentes en ese momento de la inflación constituyen un gran interrogante en la física actual. Son escalas de energía muy superiores a las que conocemos en la Tierra (por ejemplo, son un billón de veces superiores a las que se alcanzan en el laboratorio del Gran Colisionador de Hadrones, el LHC, ubicado cerca de Ginebra, en la sede de la Organización Europea para la Investigación Nuclear, el CERN), y nos conectan con uno de los grandes temas abiertos de la física actual: la unificación de las fuerzas fundamentales de la naturaleza.

En los últimos 25 años, el fondo de microondas se ha convertido en una de las herramientas más poderosas de la cosmología moderna. Las observaciones de esta luz primordial nos han permitido completar nuestra visión del crecimiento de estructuras cósmicas, y nos han proporcionado un laboratorio para contrastar incluso nuestras teorías de física fundamental. Gracias a los enormes avances en la observación de esta radiación que han venido de la mano de misiones espaciales como el satélite Planck de la Agencia Espacial Europea (ESA), hoy día podemos confirmar que la abundancia de anisotropías en función del tamaño, o las propiedades estadísticas de esas anisotropías en los mapas

del fondo de microondas, coinciden con las esperadas según el paradigma inflacionario y la relatividad general de Einstein. No deja de ser fascinante pensar que las descomunales estructuras que observamos en nuestro universo surgieron de pequeñísimas fluctuaciones cuánticas en el primer instante de vida del mismo. Pero todavía quedan muchos interrogantes abiertos en la cosmología moderna. ¿Cuál es el mecanismo físico que origina la inflación? ¿Y qué implicaciones tiene sobre nuestra comprensión de las fuerzas fundamentales de la naturaleza?

Una predicción genérica del modelo de la inflación es que durante esa expansión descomunal se generó también un fondo de ondas gravitatorias. Aunque su amplitud es muy pequeña para poder detectarlas de forma directa, en la actualidad, con experimentos como el observatorio de detección de ondas gravitatorias LIGO, podría hacerse de forma indirecta a través de su huella en los mapas de la polarización del fondo cósmico de microondas. Hasta la fecha no se ha conseguido, pero la comunidad científica está dedicando un gran esfuerzo a desarrollar experimentos cada vez más sensibles para poder encontrar esas huellas. Su detección y posterior caracterización constituirá, sin duda, una herramienta única para entender el origen de nuestro universo y comprender, también, la naturaleza última de las fuerzas fundamentales.

Arqueología cósmica: descubriendo los fósiles del Big Bang

La mayoría de las evidencias observacionales a favor del modelo del Big Bang provienen del estudio de «restos fósiles» del pasado remoto del universo. Entre ellos, quizá el más importante es la radiación fósil que se originó en los primeros instantes del mismo: el fondo cósmico de microondas.

La herramienta indispensable para poder describir la evolución del universo como un todo es la teoría de la relatividad general del célebre físico alemán Albert Einstein (1879-1955). Junto con la relatividad especial, también suya, ambas teorías supusieron una completa revolución en la física, eliminando el concepto de espacio absoluto presente desde los tiempos de Newton, y que constituía un grave problema conceptual a finales del siglo XIX y principios del XX. Hoy día, cuando se habla de relatividad, se suele hacer referencia indistintamente a ambas teorías. Veamos en qué consiste cada una.

La relatividad especial (formulada en 1905) se construyó sobre la evidencia observacional de la constancia de la velocidad de la luz en el vacío, establecida en 1887 como resultado de los trabajos de los científicos estadounidenses Albert A. Michelson y Edward W. Morley. Llevando hasta las últimas consecuencias el principio de relatividad, que dice que las leyes fundamentales de la física deben ser iguales para todos los observadores que se mueven a una velocidad constante unos con respecto a otros, Einstein eliminó el concepto de espacio absoluto o «éter», ese medio hipotético en el que se creía que se propagaba la luz, o de forma ge-

nérica, las ondas electromagnéticas. En una frase, la relatividad especial dice que el espacio y el tiempo no son entes separados, sino que conforman una única entidad denominada espacio-tiempo. Entre las consecuencias de la teoría, las más llamativas son la equivalencia entre masa y energía (la famosa ecuación $E = mc^2$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío), y que los conceptos de distancia, tiempo o simultaneidad dejan de tener un sentido absoluto. Así, es posible que dos observadores midan diferentes distancias entre objetos, dependiendo de la velocidad relativa a la que se muevan, o incluso que el orden en el tiempo en el que suceden dos eventos sea diferente para cada uno. Estos efectos son más pronunciados cuanto mayor es la velocidad a la que nos movemos, y más se acerca esta a la velocidad de la luz.

Diez años después, en 1915, Einstein formuló la relatividad general, una teoría que describe la gravedad, la fuerza que domina y rige en las escalas de distancia de interés en astrofísica. La teoría ha sido (y continúa siendo) puesta a prueba con múltiples experimentos y, hasta la fecha, ha superado todas las pruebas con éxito. En los orígenes de la teoría, Einstein estuvo muy influenciado por el *principio de Mach*, una hipótesis enunciada por el físico austriaco Ernst Mach (1838-1916) en 1893 y que constituye la antítesis del espacio absoluto: «la inercia de cualquier sistema es el resultado de su interacción con el resto del universo». Con esta idea en mente, Einstein partió del principio de covarianza (las leyes de la física deben tomar la misma forma matemática en todos los sistemas de coordenadas) y del principio de equivalencia (un observador puntual en caída libre dentro de un campo gravitatorio no experimenta ningún efecto de la gravedad), para llegar a un concepto revolucionario: la curvatura del espacio-tiempo y su relación con la gravedad. La genialidad de Einstein fue describir la gravedad en términos de las propiedades geométricas del tejido espacio-tiempo. De forma simplificada, la relatividad general nos dice que el contenido de masa y energía del universo es el que dicta cómo se deforma (o curva) ese ente denominado espacio-tiempo, y a su vez, la materia se mueve por «camino» bien definidos en ese espacio-tiempo curvo. La relatividad general eliminó el concepto de espacio (y tiempo) absolutos en el sentido de Newton, dejando

PRUEBAS OBSERVACIONALES DE LA RELATIVIDAD GENERAL

La relatividad general de Einstein ha superado una gran cantidad de test observacionales con éxito. Entre ellos, tres pruebas denominadas test clásicos de la relatividad general.

La órbita de Mercurio

El primero es la precesión del perihelio de Mercurio, reconocido como un problema de la mecánica de Newton por el matemático francés Urbain Le Verrier (1811-1877), en el año 1859. Le Verrier era ya entonces muy conocido por haber predicho la existencia del planeta Neptuno a partir del estudio de las alteraciones en la órbita de Urano, y la aplicación de las leyes de Newton. En el caso de Mercurio, su perihelio (punto de máxima cercanía en la órbita de un planeta alrededor del Sol) precesaba (rotaba) más de lo esperado por las perturbaciones gravitatorias del resto de planetas del sistema solar. El exceso de precesión era de unos 43 segundos de arco por siglo. Einstein mostró en 1916 que la relatividad general predice correctamente ese efecto.

La luz y la gravedad

La segunda prueba fue la de la deflexión de la luz por efecto del campo gravitatorio del Sol o efecto de lente gravitatoria. La primera medida de dicho efecto fue efectuada por el astrofísico británico Arthur Eddington (1882-1944), mediante la observación de las posiciones de algunas estrellas durante un eclipse de Sol en 1919. El resultado obtenido confirmó el valor predicho por Einstein, y tuvo un impacto mediático enorme en la época.

Desplazamiento al rojo gravitatorio

El tercer test fue la medida del desplazamiento al rojo de la luz en el seno de un campo gravitatorio, la más difícil de verificar observacionalmente. El experimento que confirmó el efecto se realizó en 1959 por el físico estadounidense Robert Pound y su estudiante de doctorado Glen A. Rebka Jr., midiendo el desplazamiento al rojo relativo de dos fuentes situadas en la base y en el tejado de la Torre Jefferson de la Universidad de Harvard. El valor obtenido estaba en pleno acuerdo con la predicción de la relatividad general.

Lanzada en 1976, la sonda Gravity Probe A puso en órbita un máser de hidrógeno (un amplificador de microondas) para demostrar que el tiempo fluye de forma más lenta cuanto más adentro estemos de un campo gravitatorio. En la imagen, el instrumento junto a sus diseñadores Robert Vessot y Martin Levine del Observatorio Astrofísico Smithsonian, en Estados Unidos.



de ser una referencia externa o sistema sin aceleración. Es una teoría con un fundamento muy intuitivo y sencillo de comprender pero, por otro lado, tiene una formulación matemática extraordinariamente compleja. Paradójicamente, la teoría final de Einstein no cumple el principio de Mach.

Desde la perspectiva del estudio del universo, la relatividad general tiene innumerables implicaciones y aplicaciones, desde la predicción del efecto de deflexión de la luz (efecto de lente gravitatoria), la predicción de la existencia de ondas gravitatorias (perturbaciones del espacio-tiempo que se propagan a la velocidad de la luz) o el estudio de los agujeros negros. Aunque aquí nos centraremos en la posibilidad que ofrece la teoría como herramienta para hacer cosmología.

EL PRINCIPIO COSMOLÓGICO: UN UNIVERSO HOMOGÉNEO

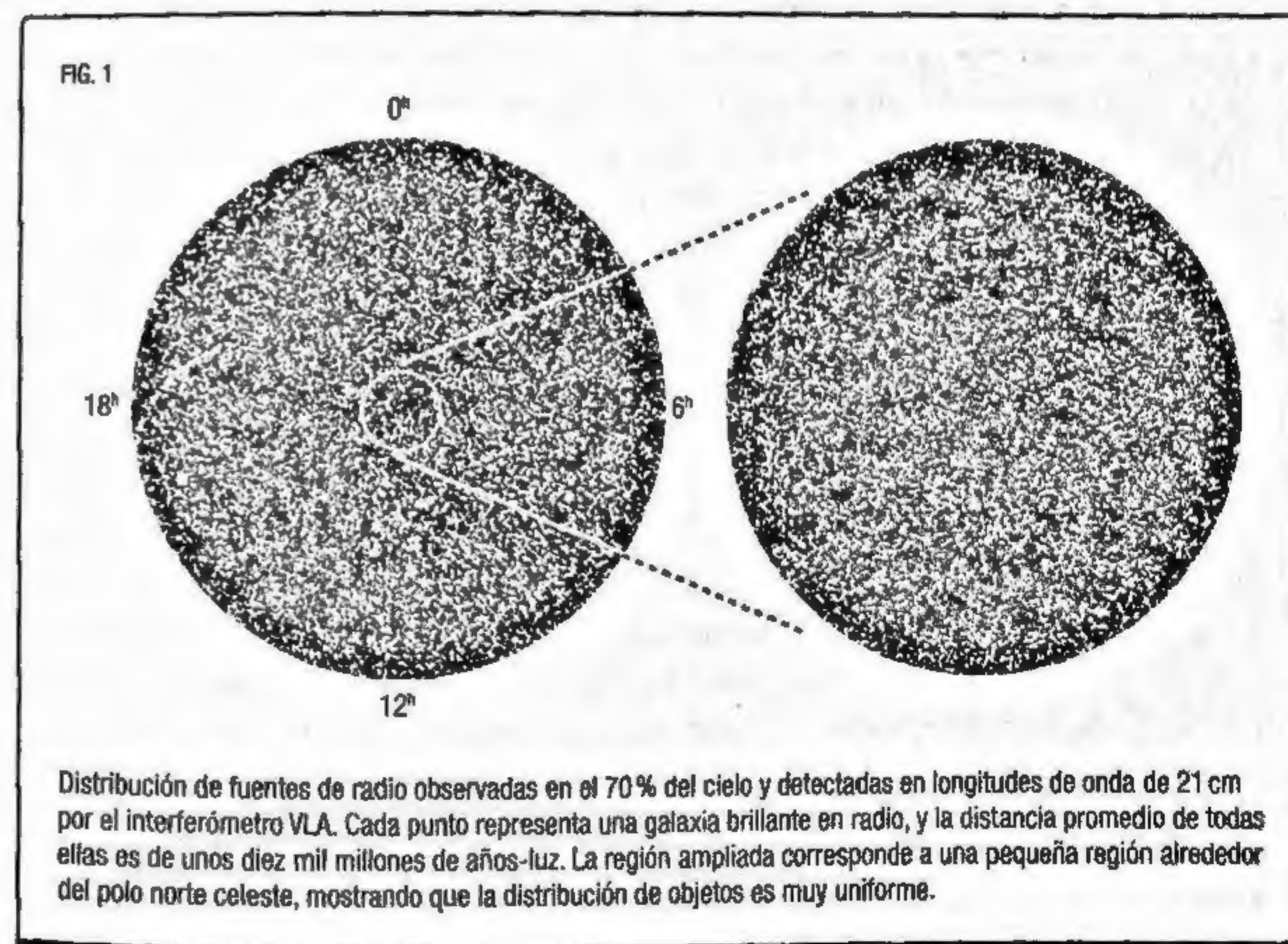
El *principio cosmológico* dice que el universo a gran escala (nos referimos a observar el universo a distancias superiores a cientos de millones de años-luz) es homogéneo e isotrópico. La homogeneidad conlleva que todos los lugares del universo son equivalentes, en el sentido de que cualquier observador medirá las mismas propiedades físicas (temperatura, densidad, etc.). La isotropía implica que, además, dicho observador medirá lo mismo en todas las direcciones en las que observe.

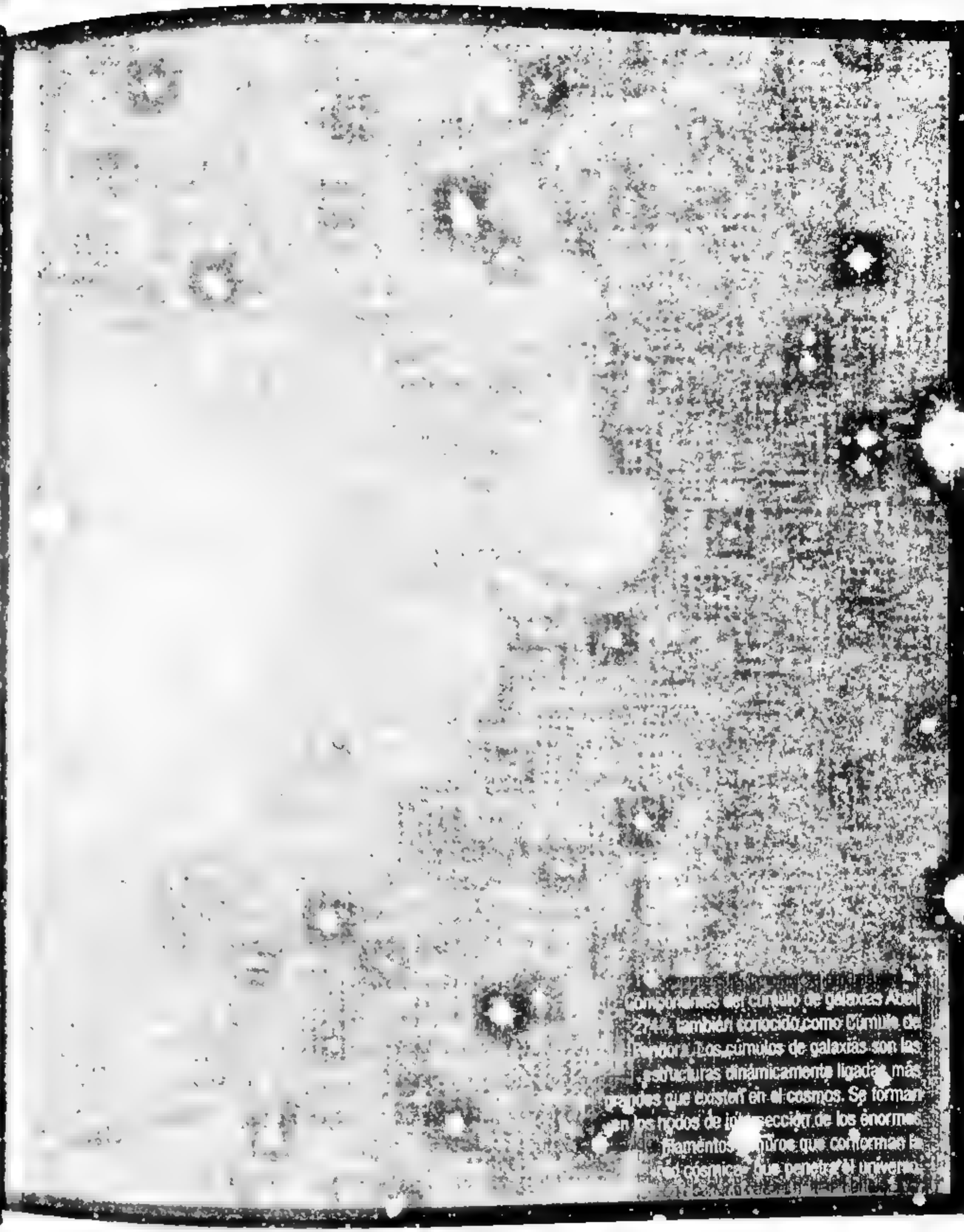
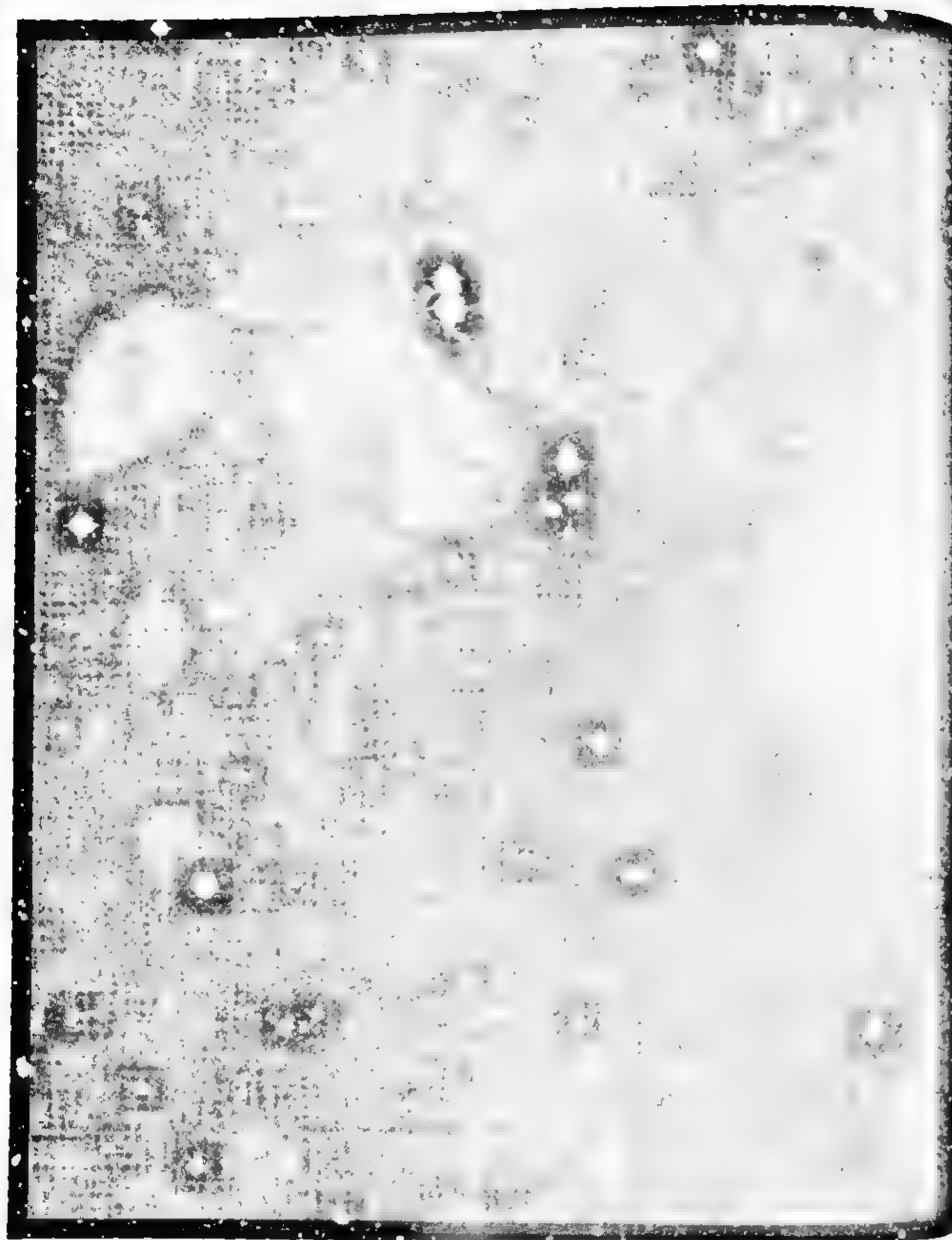
Tras todas las observaciones acumuladas hasta el día de hoy, ¿podemos afirmar que es una suposición errónea? Aunque el concepto del principio cosmológico fue introducido por Einstein y otros investigadores en 1917 para poder aplicar las ecuaciones de la relatividad general al universo, hoy día constituye un hecho observacional bien establecido. Cuando observamos el cosmos, vemos que está lleno de estrellas que, a su vez, se agrupan en galaxias, unas estructuras de tamaños característicos de centenares de miles de años-luz. Estas galaxias no están distribuidas de forma aleatoria, sino que forman agrupaciones denominadas *cúmulos de galaxias* (véase la imagen de las págs. 20-21), o bien grandes filamentos de objetos, y también dejan regiones con grandes vacíos.

Sin embargo, cuando realizamos observaciones a escalas mayores que los cientos de millones de años-luz, entonces la distribución de estructuras se aproxima mucho a la homogeneidad.

Históricamente, el desarrollo de la radioastronomía jugó un papel muy importante para el establecimiento de la cosmología. Desde principios de la década de 1950 ya se disponía de los primeros catálogos de fuentes detectadas en radio que, como supimos más tarde, se trataba de galaxias muy alejadas de nosotros, mucho más lejanas que las que se podían observar en la época con telescopios ópticos. Estos catálogos ya mostraban un universo muy isotrópico a grandes distancias (figura 1), en el que no parece haber direcciones privilegiadas.

Escrito de otra forma, el principio cosmológico implica que no existe ni un centro ni un borde del universo, y que lo que vemos en una dirección dada no difiere de lo que observaremos en cualquier otra. *A priori*, pudiera parecer que esto necesariamente implica





Componentes del cúmulo de galaxias Abell 2744, también conocido como Cúmulo de Pandora. Los cúmulos de galaxias son las estructuras dinámicamente ligadas más grandes que existen en el cosmos. Se forman en los nodos de intersección de los enormes filamentos cósmicos que conforman la red cósmica que permea el universo.

que el universo ocupa un espacio infinito, pero no es así. Por ejemplo, la relatividad general dice que el espacio-tiempo podría ser curvo, con lo que sería posible reconciliar el principio cosmológico

La característica más importante de nuestro universo es su homogeneidad a gran escala e isotropía. Asegura que las observaciones hechas desde nuestro único punto de vista son representativas del universo en su conjunto.

VIATCHESLAV MUKHANOV

con un universo finito y sin bordes. La forma más usual de ilustrar esta idea es la de un universo de dos dimensiones formando una superficie esférica, semejante a un globo. Un observador bidimensional sobre esa superficie podría recorrerla completamente sin encontrar un borde. Sin embargo, y como veremos más adelante, este modelo tan sencillo de universo finito y cerrado no se corresponde en absoluto con las observaciones.

Es importante hacer una precisión sobre el enunciado del principio cosmológico. Es evidente que, si en un lugar del espacio, un observador mide que las propiedades globales del universo son homogéneas, entonces otro observador que esté junto a él, pero que se desplace a una cierta velocidad relativa respecto al primero, no observará esa homogeneidad. Por ejemplo, todas sus medidas de longitudes de onda de cualquier radiación estarán afectadas por dicho movimiento, lo que se conoce como *efecto Doppler*. Por lo tanto, en el enunciado del principio cosmológico debemos precisar qué observadores privilegiados son los que, en cada lugar del universo, podrán observarlo homogéneo e isótropo. Pues bien, a esos observadores se les denomina *fundamentales*, y están íntimamente relacionados con un tipo de observadores especiales que define la relatividad general, que son aquellos «que caen libremente». Según la teoría de Einstein, en cada punto del espacio siempre es posible encontrar, al menos, un observador que localmente no sienta ningún efecto de gravedad, o más específicamente, que ve su microentorno plano. Pues bien, nuestro observador fundamental será uno de esos «que caen libremente». Como veremos, nosotros, observadores desde la Tierra, no somos uno de esos observadores fundamentales.

Combinando el principio cosmológico con las ecuaciones de Einstein de la relatividad general, se pueden obtener soluciones que describen la evolución del universo como un todo, y lo sorprendente es que esas soluciones... ¡son incompatibles con un universo inmutable! Fue el propio Einstein en 1917 el primero que demostró que su teoría no puede describir un universo estático, pues la propia gravedad produciría que todo acabase contrayéndose: al fin y al cabo, la gravedad es una fuerza de atracción. Estaba tan convencido de esa inmutabilidad (la expansión no se descubrió hasta unos años más tarde), que modificó su teoría añadiendo un término adicional, denominado *constante cosmológica*, para equilibrar el universo. Sin embargo, este modelo resultante es altamente inestable, así que, poco tiempo después, el mismo Einstein calificaría a la constante cosmológica como el «mayor error de su carrera científica». Paradójicamente, la constante cosmológica constituye hoy día una pieza esencial de nuestra descripción del cosmos, pues nos ayuda a explicar la expansión acelerada.

Tras Einstein, el físico y matemático ruso Alexander Friedmann (1888-1925) fue el primero en mostrar que la relatividad general permite soluciones de universos homogéneos en expansión o en contracción. Aún hoy, en su nombre, seguimos llamando a las ecuaciones del universo en expansión como *ecuaciones de Friedmann*. Cabe resaltar que, dado que el procedimiento matemático que siguió Friedmann para la derivación de sus ecuaciones era bastante complejo, en los libros modernos de cosmología se suele presentar usando la derivación de los trabajos posteriores del matemático y físico estadounidense Howard P. Robertson (1903-1961) y su colega británico Arthur G. Walker (1909-2001). Algo después de Friedmann, pero de forma independiente, el sacerdote, astrónomo y físico belga Georges Lemaître (1894-1966) redescubrió las ecuaciones, y propuso que la expansión del universo es la causa del desplazamiento hacia el rojo en el espectro electromagnético de las galaxias lejanas. Fue también el mismo Lemaître el que introdujo el concepto de *átomo primitivo* en un artículo en la revista *Nature* en 1931, sugiriendo un inicio cuántico para el universo. Su teoría del

átomo primitivo se asemeja enormemente al modelo actual de la inflación como punto de partida del universo. En reconocimiento a todos los científicos que contribuyeron a su desarrollo, es también usual encontrar que las soluciones de Friedmann se nombren como *ecuaciones de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW)*.

LA EXPANSIÓN DEL UNIVERSO

Que el universo esté en expansión quiere decir que, en las escalas suficientemente grandes en las que observamos la homogeneidad, la distancia promedio entre cualesquiera dos galaxias aumenta con el tiempo. Esta afirmación es consecuencia de uno de los resultados observacionales de la astrofísica más importantes del siglo xx: las galaxias se alejan de nosotros, y cuanto más alejadas están, mayor es su velocidad de alejamiento. Este resultado se suele representar con la denominada ley de Hubble:

$$v = H_0 r,$$

donde v representa la velocidad «aparente» de alejamiento, y r es la distancia entre las dos galaxias. La constante de proporcionalidad, H_0 , se denomina *constante de Hubble* en honor a Edwin Hubble (1889-1953), científico estadounidense que en 1929 fue el primero en demostrarla de forma convincente y con los mejores datos de la época (figura 2). Para ello, Hubble trabajó junto con su ayudante Milton L. Humason (1891-1972) en el mayor telescopio del mundo en aquel momento, desde el Observatorio Monte Wilson (California).

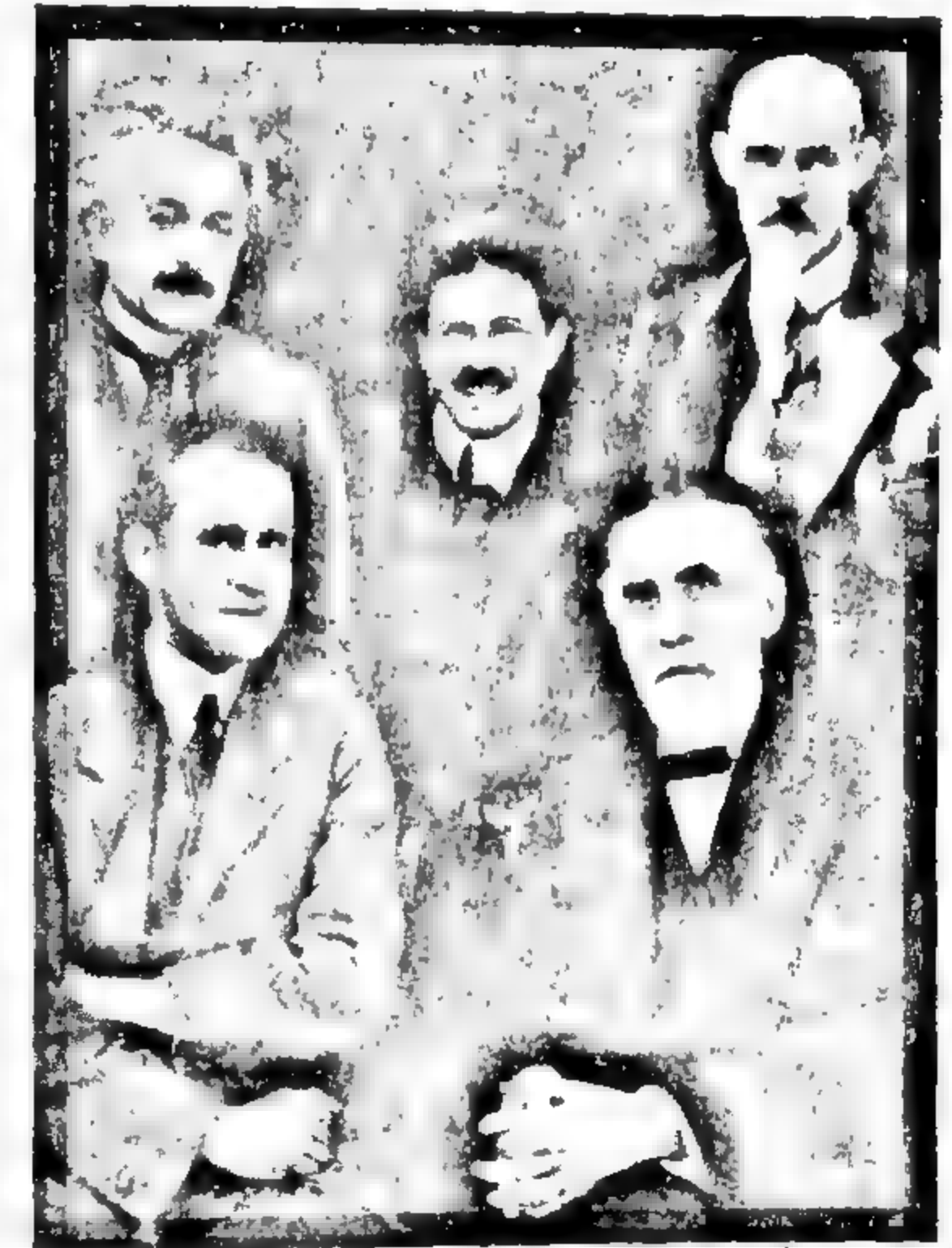
La ley de Hubble relaciona dos cantidades astrofísicas que, desde una perspectiva observacional, eran muy complicadas de medir. Por un lado, las distancias a objetos distantes se basaban en el método de las estrellas cefeidas. Estas estrellas son variables y muy brillantes. En 1912, la astrónoma estadounidense Henrietta Swan Leavitt (1868-1921), observando este tipo de estrellas en las nubes de Magallanes, descubrió que existe una

LA LEY DE HUBBLE Y EL UNIVERSO EN EXPANSIÓN

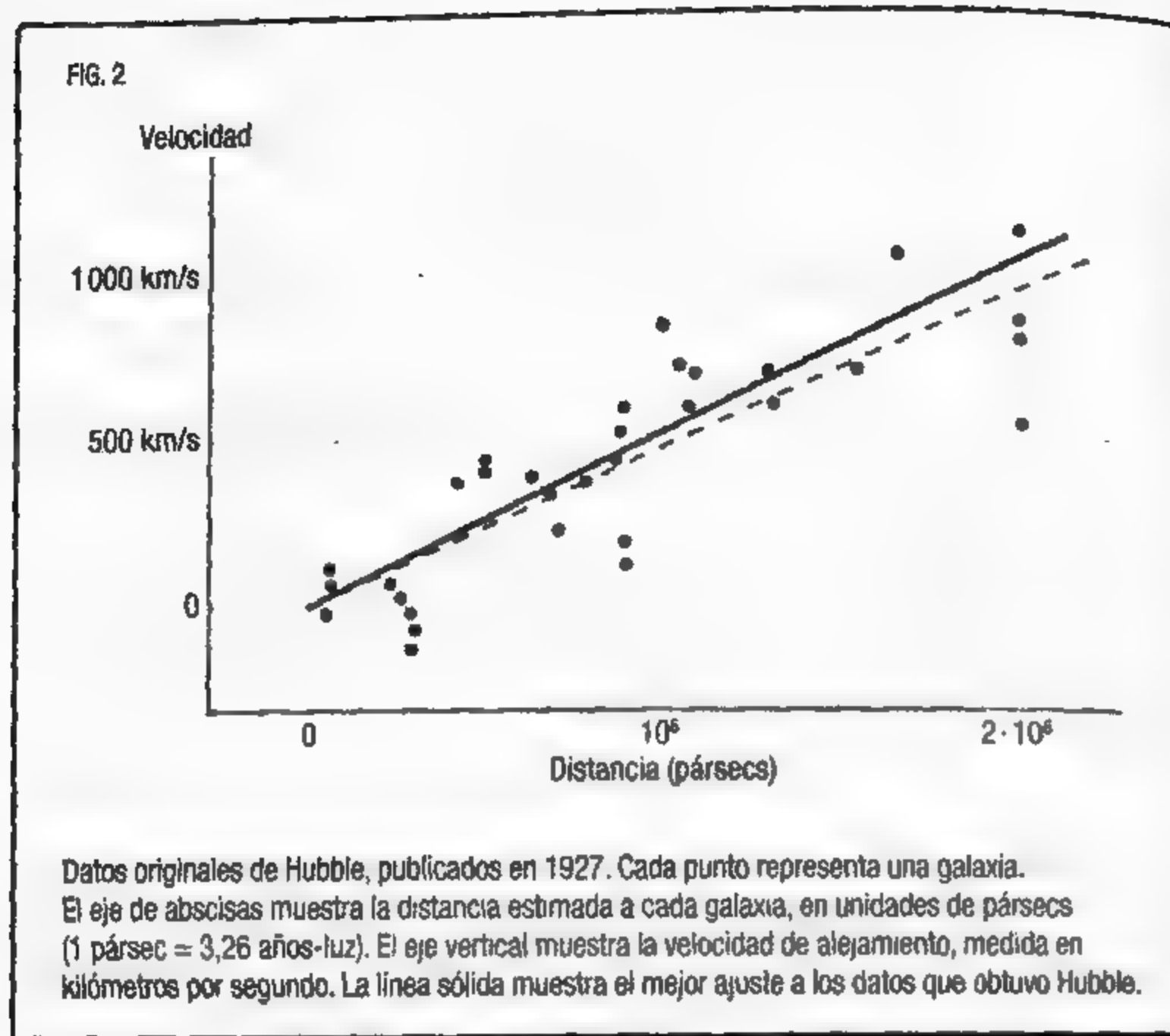
La denominada ley de Hubble es el pilar observacional sobre el que se asienta el concepto de universo en expansión. Establecida a principios del siglo xx, la historia de su descubrimiento es fascinante. Paradójicamente, la primera persona en escribir la ley de Hubble no fue Edwin Hubble, sino el matemático, físico y astrónomo holandés Willem de Sitter (1872-1934). Hoy día, De Sitter es conocido en cosmología sobre todo por su solución de las ecuaciones de Einstein para un universo vacío (sin materia) pero con una constante cosmológica. Ese universo vacío se expande de manera exponencial, y su solución describe el comportamiento esperado para el futuro de nuestro universo, dominado por la energía oscura.

Lemaître y la ley de Hubble

Hoy sabemos que fue el propio Lemaître el primero en encontrar la ley de Hubble. Usando datos observacionales de otros autores, obtuvo un primer valor para lo que hoy llamamos H_0 , la constante que relaciona velocidades aparentes de recesión y distancias. Sin embargo, sus resultados se publicaron en 1927 en una revista belga de poca difusión (los *Anales de la Sociedad Científica de Bruselas*), y no fueron conocidos por la comunidad científica hasta mucho después. Recordemos que el artículo de Hubble es del año 1929. Arthur S. Eddington descubrió el artículo de Lemaître cuando trabajaba sobre la estabilidad de las soluciones de las ecuaciones de Einstein, y ayudó a Lemaître a publicar una traducción al inglés en una revista conocida, que apareció en 1931. Sin embargo, por razones históricas que aún no quedan claras, en esa traducción se omitió la parte en la que se estimaba la constante de Hubble.



Sitter, de pie a la derecha, y Eddington, sentado a la izquierda, comparten plano con Einstein, Ehrenfest y Lorentz en Leiden, Países Bajos, en 1923.

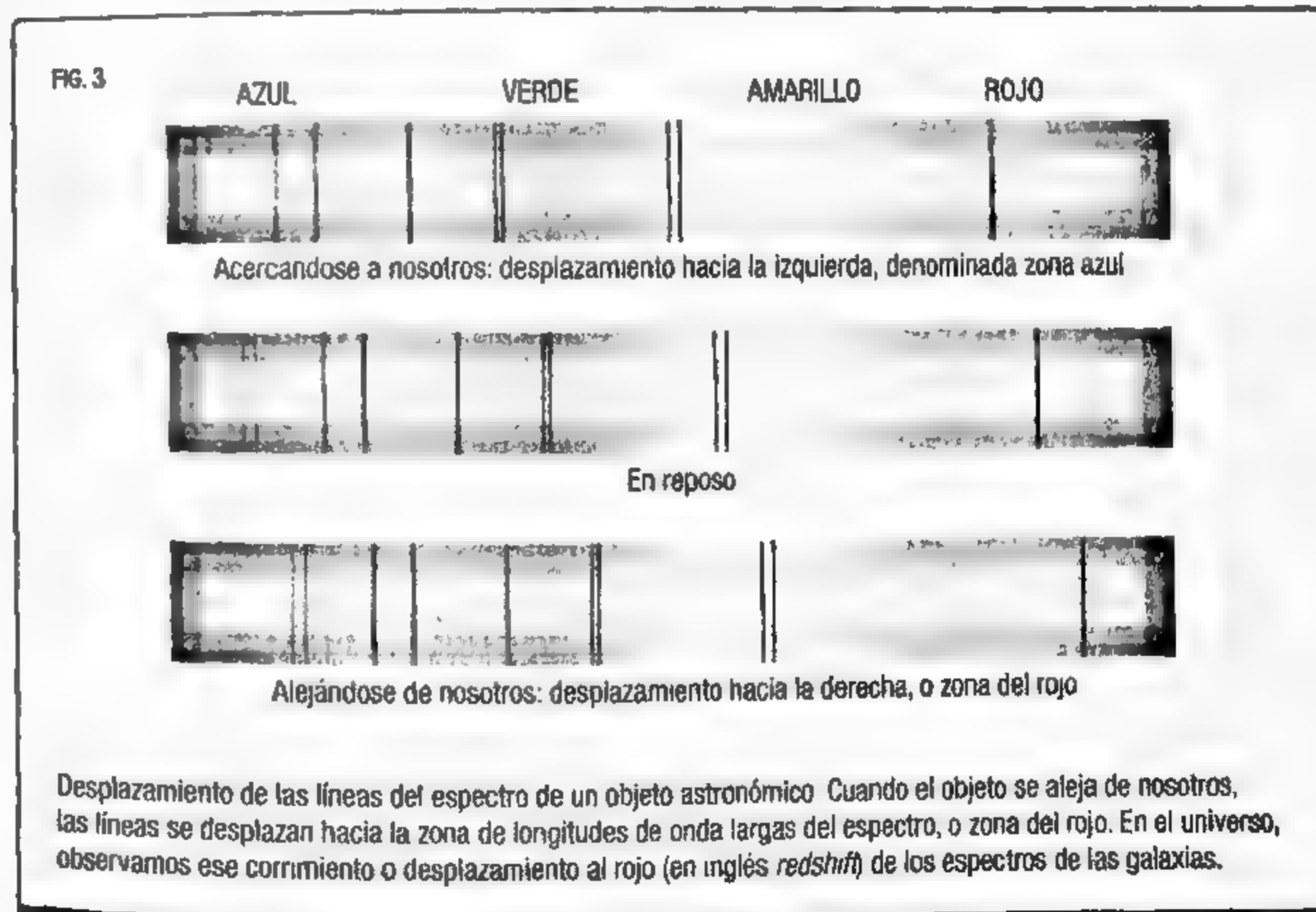


relación entre la luminosidad y el periodo de variación de estas estrellas. Esta relación constituye la base del método que usó Hubble para calcular distancias a galaxias más lejanas en las que fue capaz de detectar cefeidas, como NGC 6822, M31 y M33. De hecho, la medida de Hubble de la distancia a M31 (la galaxia espiral de Andrómeda) en 1923, demostró que estaba mucho más allá de nuestra galaxia, y supuso una enorme revolución en nuestra concepción del cosmos. Hasta entonces, la visión predominante era que el universo estaba esencialmente formado por nuestra galaxia, la Vía Láctea. La medida de Hubble nos asomaba por primera vez a un cosmos descomunamente grande.

La otra cantidad que aparece en la ley de Hubble es la velocidad «aparente» de alejamiento de cada galaxia. Observacionalmente, dicha cantidad se determina a partir del desplazamiento de sus líneas espectrales (figura 3). Cada galaxia tiene

un espectro (energía emitida a cada longitud de onda) con una serie de rasgos o líneas características. Si esa galaxia que emite luz se está aproximando hacia nosotros, observaremos los rasgos espectrales desplazados y comprimidos hacia valores de longitudes de onda más cortos (es decir, hacia el azul, en la izquierda del espectro), mientras que si la galaxia se aleja de nosotros, los rasgos se desplazarán y se expandirán hacia longitudes de onda más largas (en el lado derecho del mismo, que se representa con el color rojo). Este efecto fue observado por primera vez por el astrónomo estadounidense Vesto Slipher (1875-1969), y constituyó una de las herramientas clave para establecer la ley de Hubble.

La medida numérica del desplazamiento de las líneas espectrales de las galaxias es el cociente de la longitud de onda λ observada por nosotros desde la Tierra, y la longitud de onda que mediríamos si la galaxia no se moviese, λ_0 . En un universo en expansión, el cociente λ/λ_0 es mayor que la unidad. En astronomía,



usualmente se resta la unidad a ese cociente λ/λ_0 , y se define el desplazamiento al rojo (*redshift*, en inglés) como:

$$z = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1.$$

Así, cuando el desplazamiento al rojo es cero ($z=0$), la longitud de onda permanece inalterada.

Una propiedad esencial del desplazamiento al rojo es que ese cociente no depende de la longitud de onda del rasgo espectral que usemos para medirlo. En sentido estricto, no se trata por tanto de un «desplazamiento» de las líneas, sino también de un estiramiento de la separación entre líneas cuanto más hacia el rojo están. Es decir, si originalmente tenemos dos líneas con longitudes de onda $\lambda_0 = 1000$ y 3000 (en unidades arbitrarias), si la primera se desplaza a $\lambda = 2000$, entonces la segunda se desplazará a $\lambda = 6000$. Dicho de otra forma, ese cociente dependerá únicamente de una cierta función del tiempo (o distancia) de emisión de la señal, y del tiempo de recepción de la misma. Es decir,

$$1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{a(t_0)}{a(t)}.$$

A esa función $a(t)$ se la denomina *factor de escala cósmico*, y cuantifica el factor por el cual se han expandido las longitudes de onda desde que la radiación fue emitida en un tiempo t en el pasado, y ha sido recibida en tiempo t_0 hoy día. En las ecuaciones de Friedman, ese factor de escala aparece como una medida global de la distancia entre cualesquiera dos objetos. Solucionando esas ecuaciones, encontraremos cómo será su evolución futura. En nuestro universo en expansión, $a(t)$ crece con el tiempo.

Es bastante habitual encontrar que el desplazamiento al rojo se exprese como una velocidad. Esto proviene del hecho de interpretar ese desplazamiento al rojo como un efecto Doppler. Así, la velocidad Doppler asociada sería $v = cz$, donde c es la velocidad de la luz. Aunque esta forma de expresar el desplazamiento al rojo puede ser útil para mostrar el orden de magnitud del alejamiento, en ocasiones puede inducir a errores cuando nos encon-

tramos con objetos con $z > 1$ y, por tanto, con velocidades que aparentemente son superiores a la de la luz. La interpretación que hacemos en cosmología del desplazamiento al rojo no es un efecto Doppler, sino que se trata de un efecto de expansión de la métrica, es decir, de nuestra regla de medida o función $a(t)$.

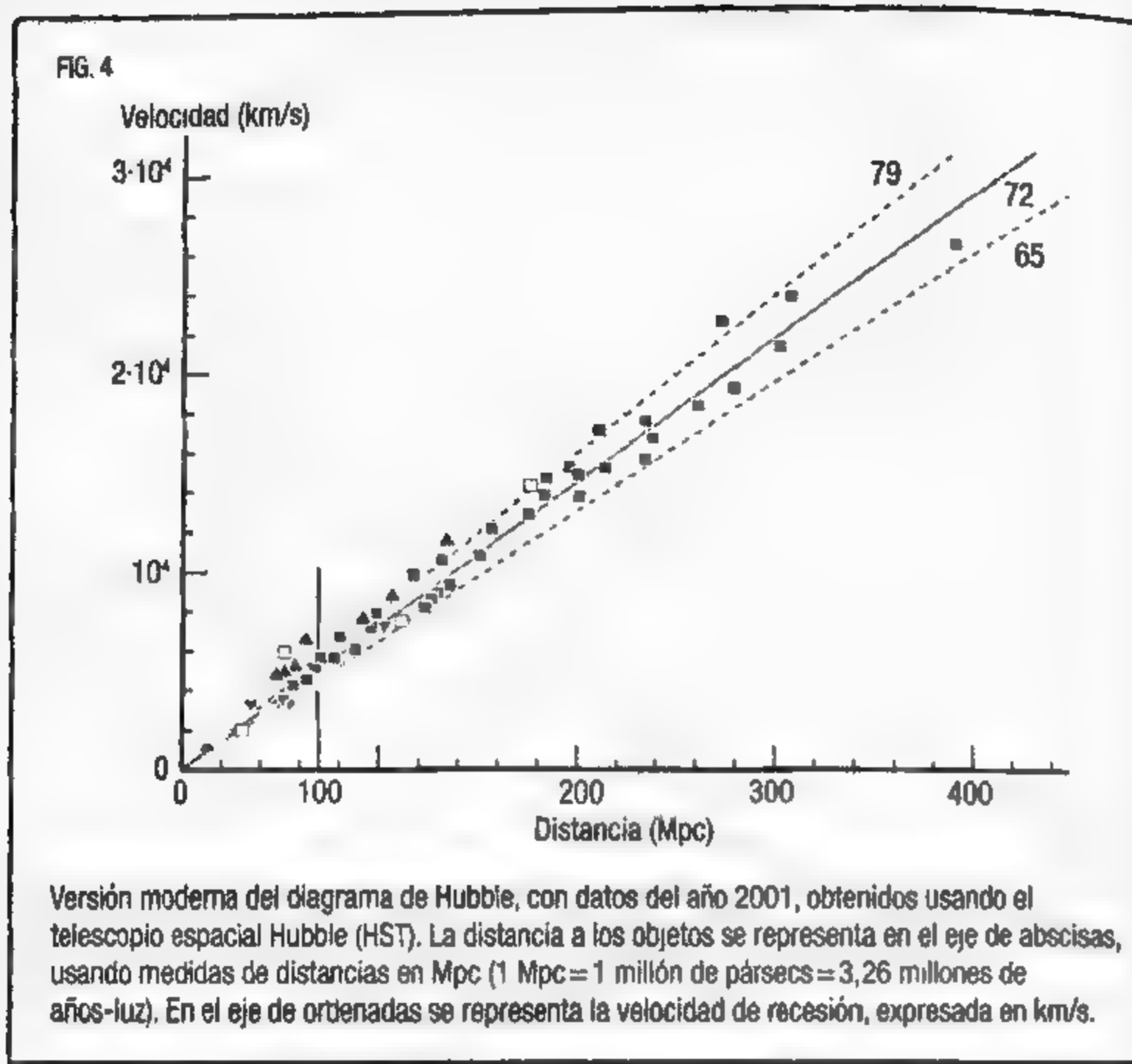
El desplazamiento al rojo del Big Bang

En la ecuación del desplazamiento al rojo, se suele normalizar el factor de escala adoptando el valor $a(t_0) = 1$, es decir, usando como referencia el tamaño del universo actual. Se trata de una convención, ya que como hemos visto, lo realmente importante para determinar el desplazamiento al rojo es el cociente de factores de escala en los dos tiempos que se comparan. Así, tenemos que

$$1 + z = \frac{1}{a},$$

de forma que ahora la función $a(t)$ nos mide el tamaño relativo del universo respecto al momento actual. Por ejemplo, si una galaxia se encuentra a $z = 1$, entonces $a = 1/2$, es decir, su luz se emitió cuando las distancias características entre todos los objetos del universo eran la mitad que en el momento actual.

¿Cuál es el desplazamiento al rojo del Big Bang? Si extrapolamos las ecuaciones de la relatividad general hacia atrás en el tiempo, las ecuaciones predicen que, en algún momento del pasado, el factor de escala cósmico sería nulo ($a = 0$), o equivalentemente, el desplazamiento al rojo sería infinito. Es nuestro origen del tiempo. A esa extrapolación hacia un tiempo cero es lo que llamamos Big Bang. Sin embargo, hay algo que nos incomoda en ella. En ese pasado remoto, las densidades de materia y energía serían arbitrariamente grandes. Es lo que en física se llama una *singularidad*. Esta singularidad del modelo puede evitarse si nos damos cuenta de que, a esas escalas de energía descomunales, probablemente las leyes de la física sean diferentes. Volveremos a discutir este tema cuando tratemos el concepto de inflación.



En el año 2001, y usando los datos del telescopio espacial Hubble mostrados en la figura 4, un grupo de treinta científicos liderados por la astrónoma de origen canadiense Wendy L. Freedman (n. 1957) publicó la primera determinación de la constante de Hubble con un error inferior al 12%: $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc. En la actualidad, ese valor ya se puede determinar con errores menores del uno por ciento.

LOS ELEMENTOS LIGEROS Y EL BIG BANG

El descubrimiento de la expansión del universo a finales de los años treinta del siglo pasado supuso una completa revolución en nuestra visión del cosmos. Sin embargo, establecer la idea de un Big Bang caliente en nuestro pasado remoto todavía nece-

sitó unas décadas más. Es anecdótico, a la vez que ilustrativo, comentar que el propio nombre de «Big Bang» fue acuñado por el astrónomo inglés Fred Hoyle (1915-2001) durante un programa de la BBC en 1949, en un intento de ridiculizar la idea de un inicio del universo como una gran explosión. Hoyle fue uno de los padres de la teoría de la síntesis de elementos químicos en el interior de las estrellas, que proporciona una de las claves para fundamentar el modelo de Big Bang. Paradójicamente, Hoyle fue un gran defensor de una teoría alternativa al Big Bang, llamada *teoría del estado estacionario*, que quedó posteriormente descartada con el descubrimiento del fondo de microondas y el estudio de la distribución de objetos distantes en el universo.

Dos elementos reinan en el universo: hidrógeno y helio

El hidrógeno es el elemento químico más abundante en el universo, seguido del helio. Aproximadamente tres cuartas partes de la masa de los bariones del universo están en forma de hidrógeno, mientras que el helio contribuye prácticamente con el cuarto de la masa restante. El resto de elementos químicos son apenas una pequeña fracción. ¿Cómo se establecieron esas proporciones? Entre las décadas de 1940 y 1950, este problema del origen de los elementos químicos, así como el estudio del mecanismo por el cual brillan las estrellas, constituían dos interrogantes esenciales en la astrofísica. Un grupo de científicos excepcionales, encabezados por el mismo Fred Hoyle desde Cambridge (Reino Unido), y que incluía al estadounidense William Alfred Fowler, y al matrimonio británico formado por Margaret y Geoffrey Burbidge, desentrañó hacia finales de los años cincuenta los mecanismos físicos que operan en el interior de las estrellas, sentando las bases de lo que hoy llamamos la *química de las estrellas* o *nucleosíntesis estelar*. En un famoso artículo que publicaron en 1957, y que en astrofísica es ampliamente conocido como B²FH (las siglas que forman las iniciales de los apellidos de sus autores), se demostraba que en el interior de las estrellas se pueden sintetizar todos los elementos

químicos más pesados que el helio, y que constituyen la base de los materiales que encontramos en la Tierra: carbono, nitrógeno, oxígeno... Todos esos elementos «pesados» se cocinaron, en algún momento del pasado, en el interior de una estrella. Sin embargo, la teoría no podía explicar ni el origen ni la abundancia observada en el universo de los dos elementos más ligeros: el hidrógeno y el helio.

La solución a ese problema vino de la mano del físico y astrónomo ucraniano George Gamow (1904-1968), que en 1946 propuso la idea de que los elementos químicos más ligeros podrían sintetizarse a partir de reacciones nucleares de neutrones y protones en el cosmos primitivo, en el contexto de un modelo de Big Bang caliente. Aunque la idea de sintetizar núcleos ligeros en un universo caliente se remonta a los trabajos seminales de 1938 del físico alemán Carl Friedrich von Weizsäcker (1912-2007), y de los de sus colegas, el indio Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) y el estadounidense Louis R. Henrich (1908-2004), de 1942, la aportación de Gamow fue esencial para entender un proceso que tiene lugar en un universo en expansión y fuera de condiciones de equilibrio.

Las bases de la que hoy denominamos *teoría de la nucleosíntesis primordial de los elementos ligeros* quedaron establecidas en una serie de artículos escritos entre 1948 y 1950, y están, en gran medida, recogidas en la tesis doctoral de Ralph Alpher (1921-2007), estudiante de Gamow. Probablemente, uno de los artículos más famosos que se publicaron con resultados de la tesis de Alpher fue el denominado artículo «alfabético», firmado por Alpher, Bethe y Gamow, en 1948. Gamow, que tenía un gran sentido del humor, decidió invitar a su colega Hans Bethe (1906-2005) a ser segundo autor del mismo, para que la lista de autores tuviese similitud a las tres primeras letras del alfabeto griego, α , β y γ .

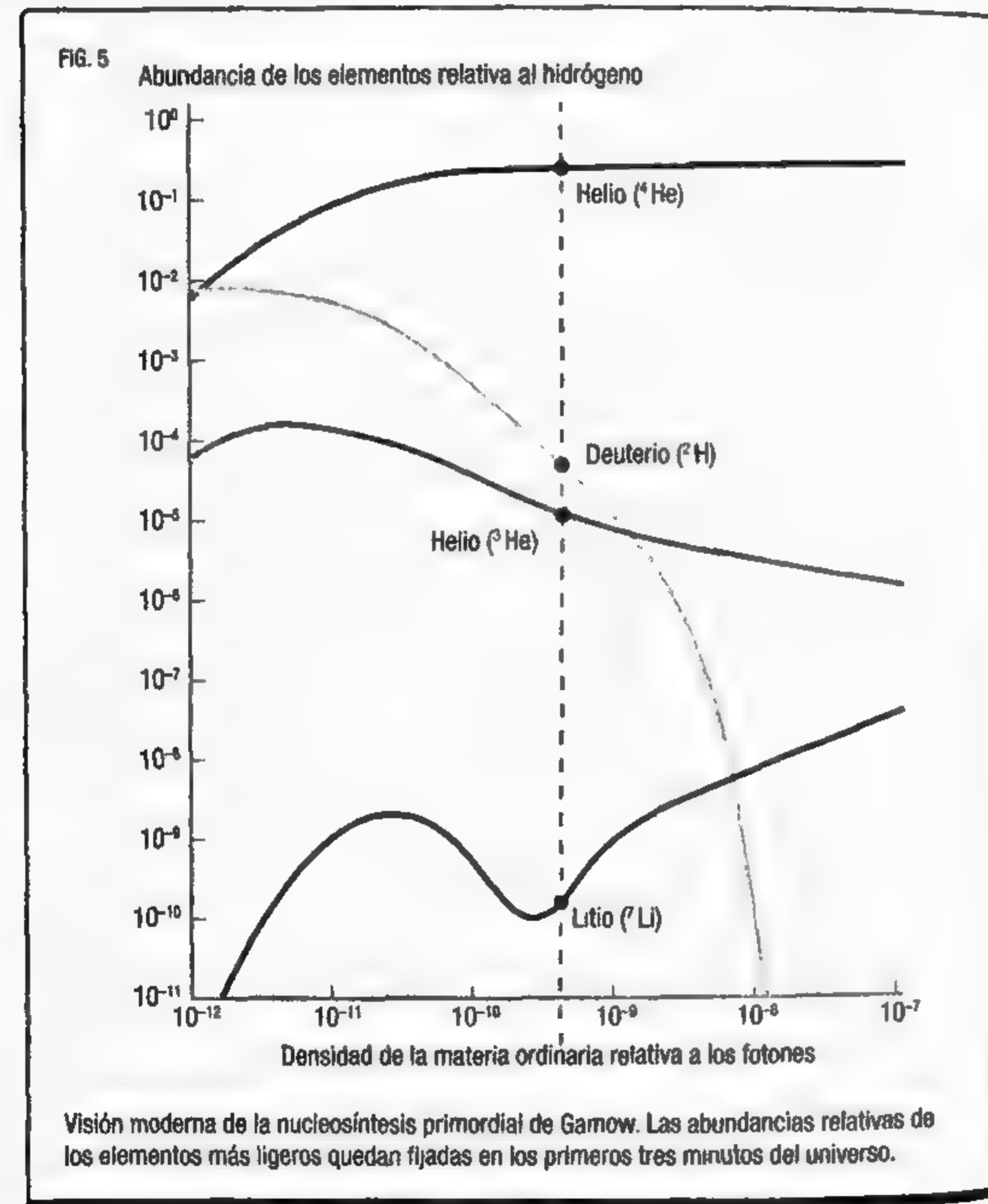
La teoría de Gamow constituye hoy día uno de los pilares fundamentales del modelo de Big Bang. Si nuestro universo atravesó en el pasado por una fase caliente tal como esta describe, entonces en la época actual deberíamos ser capaces de encontrar restos fósiles de ese pasado remoto: ¡el hidró-



La estrella WR31a, ubicada a 30 000 años-luz, en la constelación de Carina, brilla en el centro de una burbuja constituida por polvo estelar y, en gran medida, por los elementos más comunes del universo, el helio y el hidrógeno.

geno y el helio son vestigios del Big Bang! El modelo predice que durante los tres primeros minutos del universo se debieron formar hidrógeno, helio, y pequeñas cantidades de otros núcleos atómicos (deuterio, helio-3 y litio), justamente en la proporción que somos capaces de observar en la actualidad (figura 5).

Sin embargo, quizá la predicción más interesante de esa teoría es que hoy debería quedar otro vestigio de aquella época caliente



en forma de fondo cósmico de radiación. Esa radiación tendría que ser el ingrediente principal del universo en ese pasado remoto, para que la formación de helio pudiese tener lugar y generase la proporción que observamos. Por efecto de la expansión, dicha radiación se habrá enfriado proporcionalmente a la inversa del factor de escala cósmico $a(t)$, pero debería ser potencialmente detectable en la actualidad, con una temperatura no muy por encima del cero absoluto.

Fueron el mismo Alpher y el estadounidense Robert Herman (1914-1997) los primeros en obtener en 1948 una estimación teórica para la temperatura actual de ese fondo de radiación remanente del Big Bang. Teniendo en cuenta la enorme incertidumbre que se tenía en la época sobre el valor del ritmo de expansión del universo y la densidad total de materia, resulta muy sorprendente que el valor que obtuvieron, de unos 5 K, esté tan cerca del valor que hoy medimos de 2,7 K. Sin embargo, por múltiples razones, estos resultados quedaron en el olvido durante años.

La idea de detectar un fondo de radiación fósil del Big Bang volvió a entrar en escena en la década de los 60. De forma independiente, los físicos Yakov Zeldovich (1914-1987) en la Unión Soviética y Robert Dicke (1916-1997) en Estados Unidos volvieron a obtener la predicción de la existencia de una radiación fósil enfriada por la expansión. En 1964, los astrofísicos soviéticos A.G. Doroshkevich y I. Novikov predijeron que esa radiación térmica remanente del Big Bang debería tener hoy día una temperatura de unos 5 K.

LA RADIACIÓN DEL BIG BANG Y LA SERENDIPIA

La historia de la detección del fondo de radiación fósil del Big Bang es un ejemplo de lo que en ciencia se conoce como *serendipia*: un descubrimiento muy valioso hecho de forma accidental. Los físicos Arno Penzias (n. 1933) y Robert Wilson (n. 1936) detectaron, sin saberlo, el fondo cósmico de microondas en 1964, cuando hacían medidas astronómicas con una an-

tena de telecomunicaciones en los laboratorios Bell (Holmdel, Nueva Jersey, EE. UU.).

Gracias al descubrimiento del fondo cósmico de microondas, la cosmología pasó de estudiar objetos individuales a estudiar el universo como un todo.

Aunque la motivación principal para el desarrollo de radioantenas fuese el desarrollo de tecnologías para comunicación por satélite, a mediados del siglo pasado esas mismas antenas empezaron a usarse también con fines astrofísicos. La radioastronomía nació también de forma casi accidental, a principios de los años treinta, cuando el físico e ingeniero estadounidense Karl G. Jansky (1905-1950) detectó la emisión en radio del centro de nuestra galaxia. Curiosamente, Jansky también era un ingeniero de los laboratorios Bell. En su honor, la unidad de medida de flujo en radioastronomía lleva su nombre.

A principios de los años sesenta, y con el objetivo de realizar observaciones de fuentes de radio astronómicas, Penzias y Wilson empezaron a usar la antena de 20 pies (unos seis metros de diámetro) de Holmdel, acoplada a un nuevo receptor de radio extremadamente sensible, que operaba a una longitud de onda de 7,35 cm (equivalente a unos 4080 MHz). Su sorpresa fue mayúscula cuando detectaron que su antena captaba un exceso de señal de radio cuyo origen eran incapaces de explicar. Ese exceso de señal estaba presente siempre en sus datos, independientemente de la dirección de cielo en la que apuntasen, y no parecía tener un origen terrestre. Tampoco tenía variaciones entre el día y la noche, y no mostraba variaciones estacionales. ¿Qué podría ser esa señal? ¿Dedicaron meses de trabajo a intentar aislar su origen! Una de las muchas anécdotas que cuenta el propio Wilson de aquella minuciosa y sistemática tarea es que, en ese proceso de caracterización de la señal, tuvieron que limpiar con sumo cuidado el interior de la antena, que estaba llena de excrementos de paloma (lo que Penzias describía metafóricamente como «material dieléctrico blanco»). Habiendo rechazado todas las posibles fuentes de error y de interferencia, se rindieron a la evidencia: la señal que detectaban era real, procedía de todas

MOLÉCULAS EN EL MEDIO INTERESTELAR

El fondo de microondas es un baño de radiación térmica que llena todo el universo. Aunque el descubrimiento lo solemos fechar en 1965, con el trabajo de Penzias y Wilson, ya existían evidencias indirectas de su existencia más de una década antes.

La molécula de cianuro de McKellar

Las moléculas que se detectan en el medio interestelar pueden usarse como «termómetros» para medir el campo de radiación en el cual dichas moléculas están inmersas. La idea básica es consecuencia de un resultado de física cuántica, según el cual, cuando tenemos un gas difuso de moléculas que está bañado por un campo de radiación térmica a una temperatura T , el número de moléculas que encontramos en el nivel fundamental (más bajo) de energía y el número de moléculas que se encuentran en cualquier estado excitado de mayor energía, están relacionados por la expresión

$$\frac{n_1}{n_0} = e^{-\frac{(E_1 - E_0)}{kT}}$$

donde n_1 y n_0 son la densidad de moléculas en un estado excitado 1, y el estado fundamental 0; E_1 y E_0 son las energías correspondientes a esos dos estados, y k es la constante de Boltzmann (establecida por el físico austriaco Ludwig Boltzmann). El astrónomo canadiense Andrew McKellar (1910-1960) usó este método en 1941 con la molécula de cianuro (CN, un átomo de carbono unido a uno de nitrógeno) para medir la temperatura del gas interestelar. Esta molécula había sido identificada en el medio interestelar, y tenía la propiedad de que la diferencia de energía ($E_1 - E_0$) era lo suficientemente pequeña (tiene una longitud de onda equivalente de 2,6 mm) como para ser sensible a valores muy bajos de temperatura. El resultado de McKellar daba un valor de 2,3 K, compatible con el nivel medido años más tarde para la temperatura del fondo de microondas. Desafortunadamente, esta medida pasó desapercibida durante mucho tiempo, hasta después del resultado de Penzias y Wilson. De hecho, ni siquiera el propio McKellar contempló en su artículo original la posibilidad de que este baño de radiación pudiese corresponder al remanente del Big Bang.

Robert W. Wilson (izquierda) y Arno Penzias, frente a la antena de 15 m de longitud y 6 m de apertura de Holmdel (Nueva Jersey, EE. UU.), con la que descubrieron el fondo cósmico de microondas en 1964.



direcciones con igual intensidad (es decir, era isótropa), y tenía una amplitud de unos $3,5 \pm 1,0$ K.

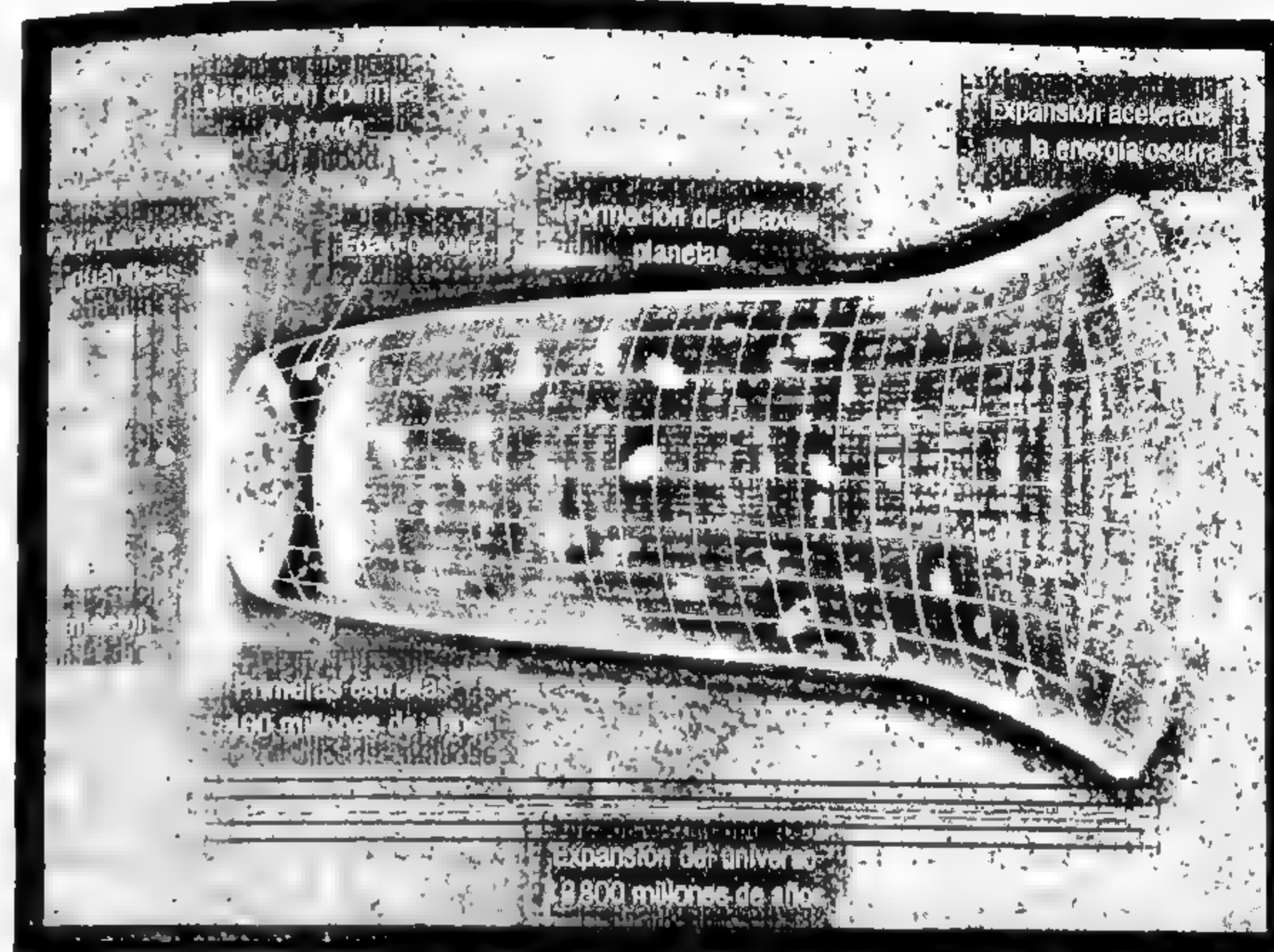
En diciembre de 1964, Penzias asistía a la reunión de la *American Astronomical Society* en Montreal, y allí comentó su descubrimiento con Bernard F. Burke, profesor de física en el MIT (Instituto Tecnológico de Massachusetts). Burke informó a Penzias de un reciente artículo de un grupo de Princeton, donde hablaban de la posibilidad de detectar la radiación remanente del Big Bang. Naturalmente, el grupo de Princeton estaba liderado por el ya mencionado Robert Dicke, y el artículo al que hacía referencia había sido escrito por su estudiante de doctorado, P.J.E. Peebles (n. 1935). El grupo de Princeton estaba enfrascado en el desarrollo de un instrumento para intentar detectar la señal remanente del Big Bang, cuando recibieron la llamada de Arno Penzias, informando de su descubrimiento. ¡Se les habían adelantado!

El grupo de los laboratorios Bell y el grupo de Princeton publicaron dos artículos en el mismo número de la revista *Astrophysical Journal*, en julio de 1965. El artículo de Penzias y Wilson mostraba la detección y el número con la medida de la amplitud de la señal. El artículo de Princeton, firmado por Dicke, Peebles, P.G. Roll y D.T. Wilkinson se titulaba «Radiación cósmica de cuerpo negro». Su conclusión principal era que Penzias y Wilson habían detectado la radiación fósil del Big Bang.

El modelo de Big Bang

Nuestra visión actual del universo está recogida en el denominado modelo de Big Bang, y queda representada de forma esquemática en la figura 6. Como hemos visto, el modelo se asienta sobre tres resultados observacionales fundamentales: la expansión del universo, que está codificada en la ley de Hubble; la abundancia relativa de los elementos ligeros en el cosmos, que podemos explicar si aceptamos que el hidrógeno y el helio son restos fósiles de un pasado caliente; y la propia exis-

FIG. 6



Visión moderna del modelo del Big Bang caliente, compatible con las observaciones de la expansión del universo, la síntesis de elementos ligeros y la existencia del fondo de microondas.

tencia del fondo cósmico de microondas, el baño de radiación vestigio del Big Bang. Procederemos a profundizar en el tercero de esos aspectos, y describiremos cómo el estudio del fondo de microondas se ha convertido en una herramienta esencial de la física moderna. Sin lugar a dudas, el hito de su descubrimiento abrió una nueva era en la cosmología. Así fue reconocido cuando, en 1978, Penzias y Wilson recibieron el premio Nobel de Física por su descubrimiento. En los últimos años, su estudio detallado nos ha permitido explorar, con un grado de precisión asombroso, la validez del modelo cosmológico, a la vez que nos proporciona un laboratorio único para probar nuestras teorías de física fundamental.

El fondo cósmico de microondas y la historia térmica del universo

El fondo de microondas es una prueba fósil del Big Bang. En sus propiedades físicas está codificada la historia térmica del universo, desde apenas un mes tras el Big Bang hasta hoy día. Su espectro corresponde a un cuerpo negro y nos remonta a los orígenes del cosmos.

Para entender cómo se formó el Fondo Cósmico de Microondas (FCM) o CMB (por sus siglas en inglés, *Cosmic Microwave Background*), debemos revisar antes la historia térmica del universo, es decir, cómo ha evolucionado desde su origen hasta la actualidad. Ese proceso se encuentra codificado en las ecuaciones de Friedmann, complementadas con la descripción física de los constituyentes del cosmos. La idea esencial es que en un universo en expansión, la densidad de energía (cantidad de energía por unidad de volumen) de cualquier constituyente (exceptuando la energía oscura, como veremos más adelante) disminuye con el tiempo, y también lo hace su temperatura característica. Es decir, cuando el universo se expande, se enfría. Por tanto, si damos marcha atrás en el tiempo, nos encontraríamos con un medio cada vez más caliente y también más denso. Gracias a nuestro conocimiento actual de la física de partículas y la física atómica, somos capaces de extrapolar hacia el pasado la evolución del universo, hasta llegar a una pequeña fracción del primer segundo justo después del Big Bang. Pero antes de revisar nuestra historia térmica, veamos primero cómo es el fondo de microondas en la actualidad.

CUERPO NEGRO: FOTONES EN EQUILIBRIO TERMODINÁMICO

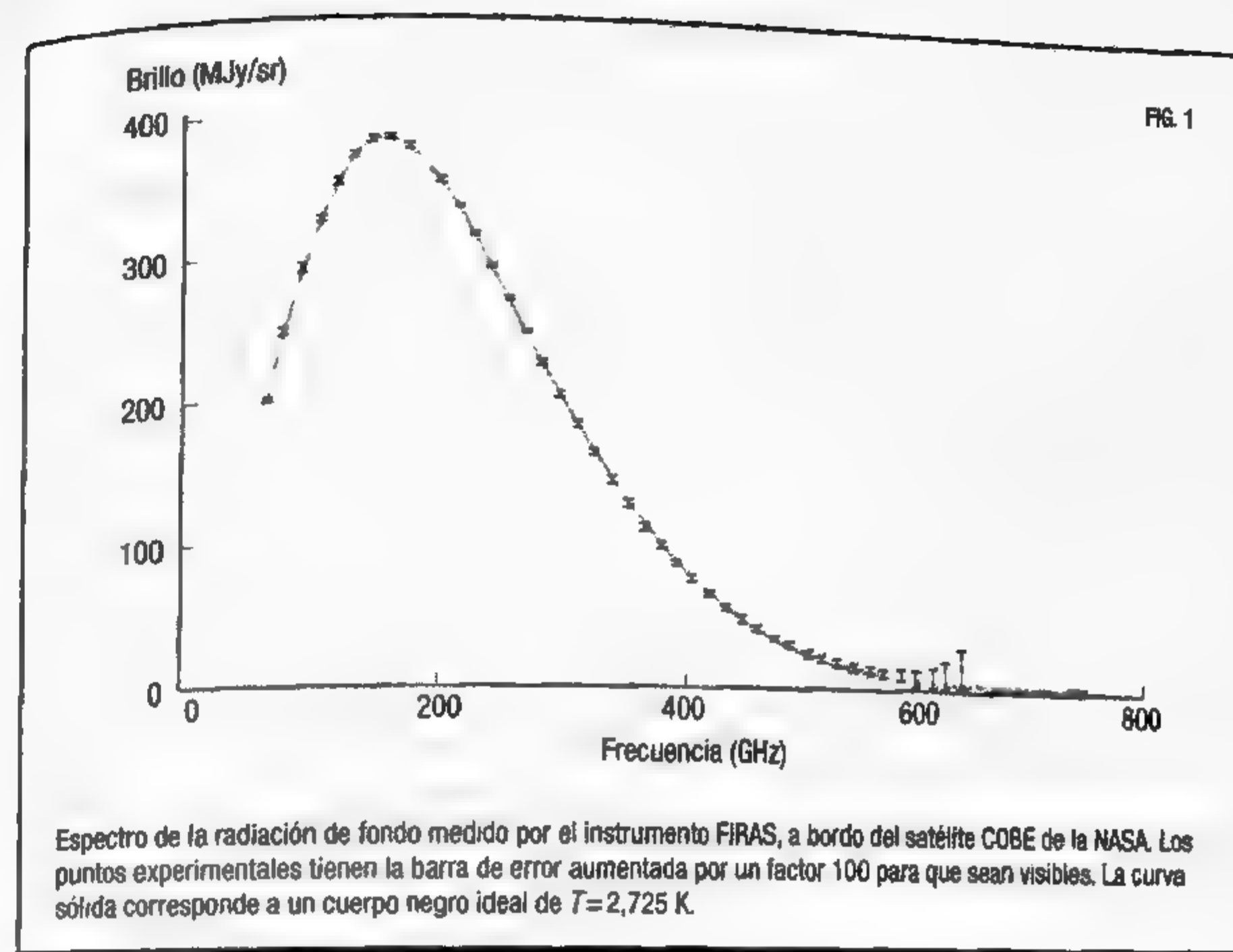
Empecemos por describir el espectro o distribución espectral de energía que observamos del fondo de microondas. En física, cuando hablamos de espectro, nos referimos a cómo se distribuye la energía en un colectivo de partículas. En el caso de la luz o radiación electromagnética, el espectro nos indica, para cada valor de la energía, cuántos fotones (partículas elementales de luz) tienen esa cantidad de energía. Cada uno de esos fotones tiene asociada una cantidad de energía que viene dada por la expresión:

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda}, \quad [1]$$

donde h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz en el vacío, λ es la longitud de onda, y ν es la frecuencia de la onda. En la última ecuación hemos relacionado conceptos asociados de partículas (fotones) con conceptos vinculados a ondas (longitud de onda y frecuencia). Y es que, dependiendo del fenómeno estudiado, a veces es útil considerar la luz no como un conjunto de fotones, sino como una serie de ondas electromagnéticas. Es lo que se conoce como la dualidad onda-partícula de la mecánica cuántica.

La mejor medida que tenemos hasta la fecha del espectro de la radiación del fondo cósmico de microondas fue obtenida en 1992 por el espectrofotómetro FIRAS, a bordo del satélite COBE (por las siglas de *Cosmic Background Explorer*), lanzado por la NASA a finales de los años ochenta (figura 1). Se trata de uno de los resultados más importantes de la física del siglo XX, y, por ello, se concedió el premio Nobel de Física en el año 2006 a los investigadores principales del experimento COBE, los estadounidenses John C. Mather (n. 1946) y George F. Smoot (n. 1945).

Desde el punto de vista físico, esa curva corresponde con gran precisión a lo que se conoce como una *distribución de cuerpo negro*. En física, un cuerpo negro es la distribución de energía asociada a un conjunto de fotones que se encuentran en equi-



brio termodinámico. Por tanto, el hecho de que esa curva se asemeje tanto a un cuerpo negro (las desviaciones del espectro de la figura 1 con respecto a un cuerpo negro perfecto son menores que una parte entre 10 000) nos está dando información de cómo eran las condiciones físicas en el pasado remoto del universo: nos habla de equilibrio termodinámico.

Para describir la distribución espectral de energía de un cuerpo negro basta usar un único parámetro: la temperatura de equilibrio del sistema, T . Esto es precisamente lo que esperamos de un sistema en equilibrio termodinámico, que quede completamente descrito por su temperatura. Merece la pena escribir la ecuación correspondiente al cuerpo negro, que es lo que se conoce como fórmula de Planck,

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad [2]$$

donde I_ν es la intensidad específica (energía por unidad de área, unidad de tiempo, unidad de ángulo sólido y unidad de frecuencia), h es la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, c la

La cosmología es una ciencia basada en pocos hechos observables. El descubrimiento de la radiación del FCM añadió uno: la actual temperatura de radiación del universo.

ROBERT W. WILSON

velocidad de la luz y T la temperatura. Esta ecuación, obtenida por primera vez por el físico y matemático alemán Max Planck (1858-1947) y de forma independiente por Albert Einstein, constituye uno de los grandes resultados de la física moderna, y resultó esencial en el nacimiento y desarrollo de la mecánica cuántica. Una vez fijada la temperatura T , la ecuación esencialmente

nos describe cuántos fotones tenemos para cada valor de la frecuencia ν , o lo que es lo mismo, para cada valor de la energía $h\nu$.

Para el fondo cósmico de microondas, la temperatura que mejor describe las observaciones de la figura 1 es $T = 2,725$ K. Con este valor y usando la ecuación 2, ya podemos derivar muchas de las características promedio de la radiación de fondo en la actualidad. Por ejemplo, el máximo de emisión de un cuerpo negro cumple la denominada ley de Wien, $\lambda_{\max} = (2,9 \text{ mm K})/T$, (enunciada en 1893 por el físico alemán Wilhelm Wien) que nos muestra que la longitud de onda a la que tenemos el máximo de emisión cambia de manera inversamente proporcional a la temperatura. O, de forma equivalente, la frecuencia de ese máximo es directamente proporcional a la temperatura. Así, para el valor actual de la temperatura del fondo de microondas tenemos $\lambda_{\max} = 1,06$ mm. Es decir, el máximo de energía del fondo de microondas está en forma de fotones de 1 mm de longitud de onda.

La densidad de energía de un cuerpo negro es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura. Es la denominada ley de Stefan-Boltzmann. Para el fondo de microondas en la actualidad, se obtiene un valor realmente pequeño, de unos $0,26 \text{ eV/cm}^3$. Por poner este número en contexto, la energía por unidad de tiempo de los fotones del fondo de microondas que atraviesan una taza de leche es del orden de picovatios (billonésima parte de un vatio). Comparado con un microondas convencional, que tiene una po-

tencia entre 600-1 000 vatios, es realmente muy poca potencia. En cualquier caso, es importante que esta analogía no lleve a error: el baño de radiación del fondo de microondas es uniforme, con lo que no puede usarse como motor térmico para calentar un vaso de leche ya que, para ello, necesitaríamos un foco frío a una temperatura inferior a los 2,7 K, es decir $-270,45^\circ\text{C}$.

Finalmente, la densidad numérica de fotones de un cuerpo negro (número de fotones por unidad de volumen) es proporcional a la tercera potencia de la temperatura. Para el fondo de microondas, se obtiene el valor de 410 fotones por cada centímetro cúbico en el universo actual.

UN CUERPO NEGRO EN UN UNIVERSO EN EXPANSIÓN

¿Qué le ocurre a una distribución de fotones que tiene la forma de un cuerpo negro en un universo en expansión? En 1934, el físico estadounidense Richard C. Tolman (1881-1948) demostró que la radiación de cuerpo negro en un universo en expansión se enfría, pero sigue estando descrita por una distribución de cuerpo negro a una temperatura diferente. Este resultado es esencial para entender la termodinámica del universo y, matemáticamente, queda descrito por la ecuación:

$$T = T_0(1+z) = T_0 a^{-1}, \quad [3]$$

donde T_0 es el valor actual de la temperatura del fondo de microondas (2,725 K), z es el desplazamiento al rojo, y a es el factor de escala, según vimos en el capítulo anterior. Así, si nos vamos a desplazamiento al rojo $z = 1$, entonces la temperatura del fondo de microondas es dos veces mayor que en el tiempo actual, al igual que el radio del universo era dos veces menor.

Entender la razón de esa dependencia es sencillo, aunque la derivación formal es algo más complicada. Si en la expansión del universo no cambia la densidad numérica de fotones n (número de fotones por unidad de volumen), entonces n debe cambiar como el elemento de volumen, es decir, como a^3 . Dado que he-

RICHARD TOLMAN: LA RADIACIÓN DE CUERPO NEGRO EN UN UNIVERSO EN EXPANSIÓN

En 1934, el físico Richard C. Tolman publicó su libro *Relatividad, Termodinámica y Cosmología*. En él, por primera vez se mostraba qué le ocurre a una distribución de fotones que sigue un cuerpo negro, en el seno de un universo en expansión. Su razonamiento era el siguiente. En un universo en expansión, la frecuencia de los fotones cambia con el factor de escala. Es lo que conocemos como *desplazamiento al rojo*. Si llamamos ν_0 a la frecuencia de un fotón que observamos hoy día, entonces la frecuencia ν de ese fotón en el pasado viene dada por:

$$\nu = \nu_0(1+z).$$

Así mismo, la energía de cada fotón también se transformará de la misma manera, ya que la energía es básicamente la frecuencia por la constante de Planck. Igualmente, la energía total del sistema también cambiará de la misma forma. La densidad de energía espectral ϵ_ν representa la energía por unidad de volumen y unidad de intervalo de frecuencia asociada a una distribución de fotones. Para un cuerpo negro, podemos usar la función de Planck para calcularla, y obtendríamos

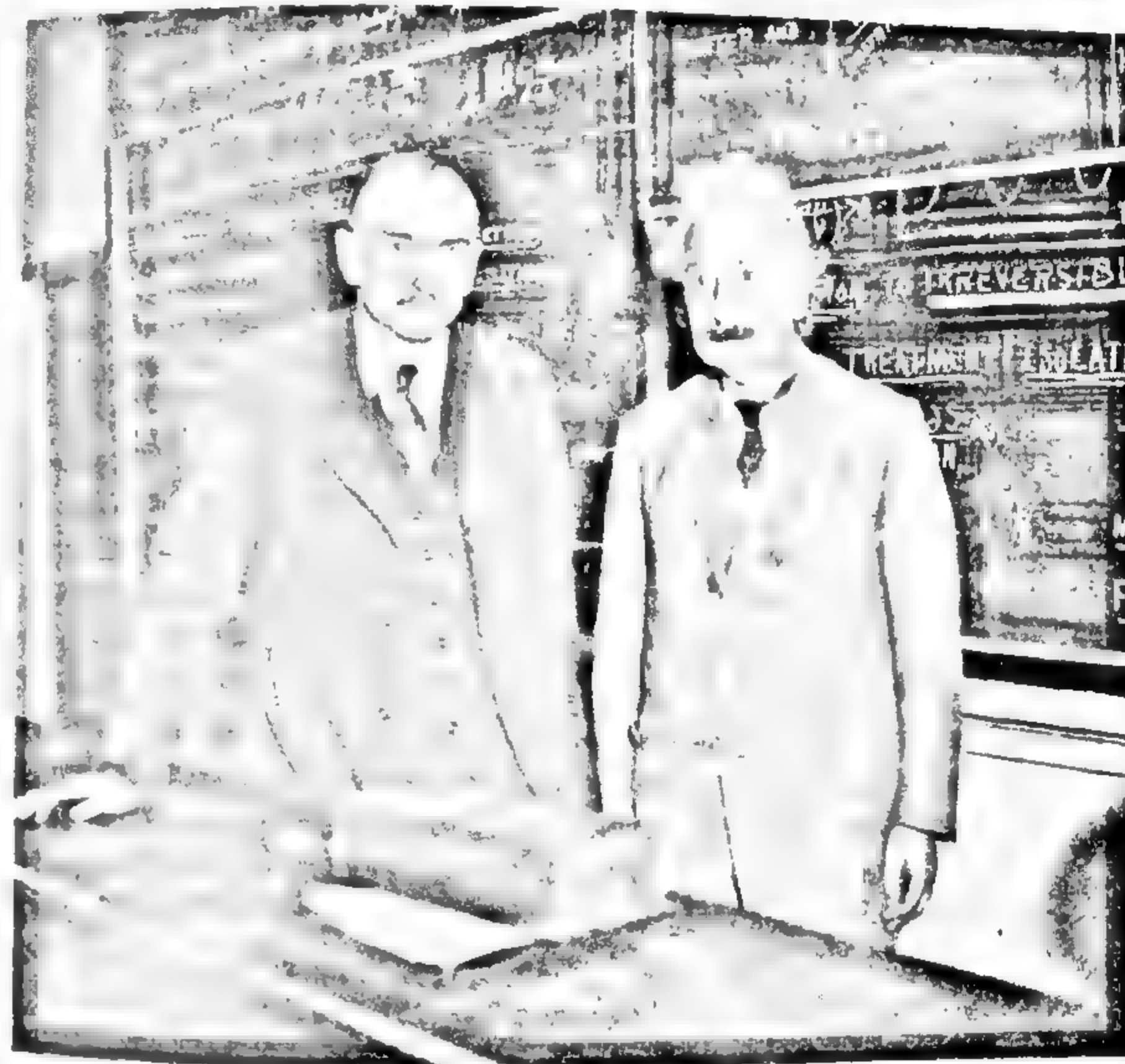
$$\epsilon_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

¿Cómo se transforma esta cantidad física en un universo en expansión? Si suponemos que los fotones simplemente evolucionan sin interactuar (es decir, ni se crean, ni se destruyen, ni colisionan de forma eficiente con otras partículas intercambiando energía) entonces la densidad de energía espectral, que esencialmente es un cociente de energía entre volumen y frecuencia, se transformará de la misma forma que lo hace el elemento de volumen, ya que la energía y la frecuencia de los fotones se transforman igual en la expansión. El elemento de volumen en ese cosmos que se expande cambia como el factor de escala al cubo, o en términos del desplazamiento al rojo, como $(1+z)^3$. Por tanto, si calculásemos la densidad espectral de energía en un tiempo anterior definido por tener un desplazamiento al rojo z , podemos relacionarla con la densidad de energía actual de esta forma:

$$\epsilon_\nu = \epsilon_{\nu_0}(1+z)^3.$$

Nótese que, a diferencia de la densidad de energía total, que depende de $(1+z)^4$, la densidad de energía espectral, es decir, densidad de energía por unidad de intervalo de frecuencia, depende como $(1+z)^3$. Usando la expresión para un cuerpo negro, e identificando términos, vemos que reproducimos la forma funcional de un cuerpo negro, pero a una temperatura diferente, dada por $T = T_0(1+z)$. Por lo tanto, la expansión preserva la forma del cuerpo negro, pero cambia la temperatura de equilibrio. De este resultado podemos derivar dos consideraciones interesantes. Por un lado, vemos que el cociente ν/T no cambia con la expansión.

Es por ello que, para muchas consideraciones planteadas en cosmología, sea habitual definir una cantidad adimensional que viene dada por $x = h\nu/kT$. A esta cantidad se le suele llamar *frecuencia adimensional*. Además, la transformación de la densidad de energía con la expansión es tal que el cociente ϵ_ν/ν^3 (o equivalentemente $1/\nu^3$) es un invariante con la expansión. Pues bien, resulta que esa cantidad $1/\nu^3$ viene a ser, en un lenguaje moderno de física estadística, la función de distribución microscópica de los posibles estados en los que se encuentra una distribución de fotones. Así que, si ese sistema de fotones evoluciona en la expansión, sin interactuar con ninguna otra especie, lo que hemos encontrado es que esa cantidad debe preservarse.



Richard Tolman, a la izquierda, posa junto a Albert Einstein en una instantánea tomada en 1932 en una aula del Instituto de Tecnología de California, conocido como Caltech, donde ejercía como profesor.

mos visto que n depende como T^3 , es claro que la dependencia de T debe ser como a^{-1} . Usando este mismo razonamiento, se obtiene que la densidad total de energía de la distribución de fotones del cuerpo negro cambia como a^{-4} . Es decir, si retrocedemos al momento del pasado en el que el universo tenía la mitad de su tamaño actual, entonces la densidad de energía era 16 veces mayor que en la actualidad, mientras que la densidad numérica de fotones era ocho veces mayor.

A consecuencia del principio cosmológico, la temperatura T que aparece en la ecuación 3 es igual en todas las partes del universo, siempre que lo observemos en escalas suficientemente grandes. Es por esta razón que dicha ecuación se suele usar a veces como una especie de «reloj cósmico». Así, es habitual que nos refiramos a la temperatura de la radiación como la «temperatura del universo», y que identifiquemos instantes de tiempo en la evolución cósmica con el valor de la temperatura de la radiación en ese instante. El tiempo actual es $T=2,725$ K. Y, como veremos, el fondo de microondas es una imagen de cómo era el universo a $T=3000$ K.

EVOLUCIÓN TÉRMICA DEL UNIVERSO

A lo largo de la vida del universo, tanto el tipo de constituyentes como el contenido energético de los mismos cambia con el tiempo. Como ya hemos anticipado, la densidad de energía existente en el momento actual está dominada por la energía oscura, que da cuenta de un 68,5% del total; la materia oscura contribuye con un 26,6%, y la materia ordinaria con un 4,9%. En esta lista no hemos incluido otros constituyentes que sabemos que existen, como por ejemplo, los fotones del fondo cósmico de microondas, o los neutrinos. ¿Por qué? Pues porque esas componentes adicionales apenas contribuyen al contenido energético actual. Así, los fotones del fondo de microondas apenas dan cuenta de un 0,009% en el universo actual. Sin embargo, esto no fue así en el pasado.

La energía oscura se caracteriza por tener una densidad de energía que es independiente de la expansión (en realidad, esto es estrictamente cierto solo si se trata de una constante cosmológica).

Sin embargo, el resto de constituyentes sí que disminuyen su densidad de energía con la expansión. Por lo tanto, cuanto más vayamos al pasado, la energía oscura será cada vez menos importante, y, por el contrario, la materia y la radiación lo serán cada vez más.

La densidad de energía de la materia (sea materia ordinaria o materia oscura) se debe esencialmente a su energía en reposo. Por tanto, esa densidad cambia como el volumen del universo (es decir, como el cubo del tamaño característico, a^3). Por otro lado, hemos visto que la densidad de energía de la radiación depende de la cuarta potencia del tamaño característico del universo (a^{-4}), así que crece más rápido que la materia cuanto vamos hacia atrás en el tiempo. Por lo tanto, hay un momento en el pasado del cosmos en el que la radiación era tan importante como la materia. Pues bien, eso ocurrió cuando este tenía unos 50000 años de edad, su tamaño era unas 3400 veces menor que el tamaño actual, y la temperatura característica de la radiación era de unos 9300 K. A ese momento se le conoce como *igualdad de radiación y materia*. Antes de ese instante, en los primeros 50000 años de nuestro universo, entramos en lo que se conoce como la *era de la radiación*. En ella, la densidad de energía estaba dominada por la radiación que hoy constituye el fondo de microondas, y esa misma radiación dictaba cómo se expandía el universo. Después de esa época, pasamos a la *era de la materia*, que dura hasta la fase reciente en la que empieza a dominar la energía oscura, alrededor de $z=1$.

CREANDO EL ESPECTRO DEL FONDO DE MICROONDAS

Si seguimos retrocediendo en el tiempo desde la época de la igualdad, veremos que los constituyentes del universo se encuentran en fases muy distintas a las que observamos en la época actual. Los átomos tienen energías de ligadura del orden de decenas de electronvoltios (1 electronvoltio es una unidad de energía que equivale a unos 11600 K). Y los núcleos atómicos, del orden de los millones de electronvoltios (es decir, 10^6 K). Así que, a temperaturas superiores a esos valores, dichos sistemas no pueden existir como objetos ligados.

Más aún, cuando la temperatura de la radiación supera los valores de la masa en reposo de una partícula dada, la energía en los fotones empieza a ser lo suficientemente alta como para producir parejas de partícula-antipartícula en grandes cantidades. Así que, en función de la temperatura promedio del universo temprano, nos encontramos que el tipo de partículas elementales que lo poblaban era muy cambiante.

Para entender la formación del espectro de cuerpo negro del fondo cósmico de microondas debemos remontarnos a la denominada *era de la radiación*. Esta época se inicia unos pocos segundos después del Big Bang, y llega hasta el momento de la igualdad. Su inicio viene marcado por el momento en el que la energía promedio del universo se corresponde a la energía asociada a la masa en reposo del electrón. Usando la famosa ecuación de Einstein de $E = mc^2$, este valor es de 0,5 millones de electronvoltios, y equivale a una temperatura de unos seis mil millones de grados ($6 \cdot 10^9$ K). Antes de esa época, encontrábamos una gran cantidad de electrones y positrones (las antipartículas de los electrones, pues ambas tienen la misma masa y la misma carga, pero esta última de signo contrario) libres en el cosmos, y por eso se suele conocer a esa época anterior como la *era leptónica* (el nombre tiene su origen en que los electrones, desde el punto de vista del modelo estándar de física de partículas, son leptones). Cuando la energía del universo disminuye lo suficiente por efecto de la expansión, se inicia la era de la radiación y se produce la aniquilación de esos pares de electrón-positrón. En ese momento, el universo tenía unos 10 segundos de vida.

¿Cuáles son los procesos físicos que dan lugar a la formación del cuerpo negro durante la era de la radiación? O en otras palabras, ¿cómo consigue el universo «termalizar» la radiación, llevándola a la distribución de equilibrio térmico? De forma genérica, durante la era de la radiación el universo existía en forma de plasma de bariones (esencialmente protones, neutrones y algunos núcleos atómicos de elementos ligeros como el helio), electrones, neutrinos y fotones. Toda una serie de partículas que estaban en continua interacción entre ellas, intercambiando energía y momento en cada evento o colisión.

La primera condición para formar el espectro de cuerpo negro es disponer de mecanismos de redistribución de la energía de los fotones suficientemente rápidos en comparación con el ritmo de expansión del universo en cada instante de tiempo. En nuestro universo, esto ocurre para cualquier tiempo anterior a los dos primeros meses después del Big Bang. En otras palabras, sea cual fuese la distribución inicial de fotones, dentro de los dos primeros meses el universo puede termalizar esa distribución de fotones, alcanzando el equilibrio termodinámico y generando esa curva de Planck de cuerpo negro.

El proceso ocurre esencialmente en dos fases. En primer lugar se establece el denominado equilibrio cinético de los fotones, gracias a los mecanismos de redistribución de la energía por procesos de dispersión (lo que se conoce en inglés como procesos de *scattering*). La versión más simple de este tipo de interacción corresponde al caso de dispersión entre un fotón y un electrón, representada como

$$e^- + \gamma \leftrightarrow e^- + \gamma.$$

Este proceso se denomina *dispersión Thomson* (por el físico británico J.J. Thomson, que la describió en 1904) cuando el encuentro ocurre sin intercambio de energía entre el electrón y el fotón, o bien *dispersión Compton* (estudiada por el físico estadounidense Arthur Compton en 1923) cuando sí existe intercambio de energía. En el caso de la termalización, el mecanismo dominante es el de Compton.

Sin embargo, para conseguir el equilibrio termodinámico completo es necesario disponer también de mecanismos de creación y destrucción de fotones. La razón física es sencilla de entender: dada la densidad de energía total del sistema de fotones, es inmediato calcular cuál es la temperatura y el número total de fotones que tendría un cuerpo negro con esa energía. En principio, ese número total no tendría por qué coincidir con el número real de fotones disponibles en el universo en esa época, por lo que necesitaremos mecanismos que alteren el número neto de fotones a través de procesos de creación y destrucción para llevar la distribución de

fotones a un cuerpo negro. En el proceso de termalización de nuestro universo operan esencialmente dos mecanismos: la radiación de frenado (o emisión libre-libre) y el denominado *proceso Compton doble*. El primero de ellos corresponde al caso en el que dos partículas cargadas, como el electrón y el protón, pasan cerca una de la otra e interaccionan eléctricamente. En este caso, si el electrón cambia de dirección tras la interacción, se emite radiación:



El segundo proceso corresponde a una corrección al proceso de dispersión Compton, por el cual, tras la interacción electrón-fotón se emiten no uno, sino dos fotones:



En la práctica, el mecanismo más importante en nuestro universo es la dispersión Compton doble.

Todos estos procesos son esenciales para llevar la distribución de energía del fondo de microondas a un cuerpo negro. Y, como hemos anticipado, son procesos muy efectivos en los dos primeros meses de vida del cosmos. Es importante notar que, si por algún mecanismo físico desconocido, se generasen nuevos fotones tras esos dos primeros meses, entonces las interacciones que hemos descrito entre electrones y fotones no serían capaces de termalizar esos nuevos fotones adicionales, generando un nuevo cuerpo negro a una temperatura superior. Por lo tanto, el hecho de que observemos un cuerpo negro tan perfecto en el fondo cósmico de microondas nos impone restricciones muy fuertes sobre la posible existencia de nuevos mecanismos físicos desconocidos en el universo primitivo.

EL UNIVERSO TRANSPARENTE: LA RECOMBINACIÓN

Acabamos de ver que el espectro de cuerpo negro del fondo de microondas se establece antes de que el universo cumpla los dos me-

LA HISTORIA TÉRMICA DEL UNIVERSO

El siguiente recuadro muestra una cronología simplificada de algunos de los eventos que, como hemos descrito, ocurren a lo largo de la historia del universo. El origen de tiempos se coloca en el Big Bang. La edad actual del universo es de 13 800 millones de años.

Época/evento	Tiempo desde el Big Bang	Temperatura/energía	Descripción
Era de Planck	$< 10^{-43}$ s	$> 10^{32}$ K	Era de la gravedad cuántica. Las fuerzas de la naturaleza están unificadas. Más tarde, las interacciones fundamentales menos la gravedad quedan unidas en la Teoría de Gran Unificación (GUT, por sus siglas en inglés).
Inflación	10^{-34} s	10^{28} K	La interacción unificada GUT se separa en las fuerzas fuerte y electrodébil. Expansión exponencial del universo.
Transición electrodébil	10^{-12} s	10^{15} K	El campo de Higgs decae, generando la masa de bosones. La fuerza electromagnética se separa de la débil. Las cuatro fuerzas están separadas, tal como se observa hoy.
Época de los quarks	10^{-12} - 10^{-6} s	10^{15} K	La materia está en forma de plasma de quarks y gluones.
Época hadrónica	10^{-6} s - 1 s	10^{10} K	Los quarks pueden agruparse formando hadrones (protones y neutrones).
Época leptónica	1 s - 10 s	$6 \cdot 10^9$ K	Leptones y antileptones están en equilibrio térmico.
Nucleosíntesis	10 s - 3 min	10^9 K	Protones y neutrones forman los núcleos de los elementos más ligeros, principalmente hidrógeno y helio.
Era de la radiación	10 s - 50 000 años	10^9 - 10^4 K	La densidad de energía del universo está dominada por la radiación. A los dos meses del Big Bang se establece el espectro de cuerpo negro del fondo de microondas.
Igualdad	50 000 años	9 300 K	La densidad de energía de la materia y la radiación se igualan.
Era de la materia	$> 50 000$ años	$< 9 300$ K	Domina la materia.
Recombinación	380 000 años	3 000 K	Se forman átomos de hidrógeno neutro. El universo se vuelve transparente a la radiación y el fondo de microondas queda libre.
Época oscura	380 000 - 150 millones de años	4 000 - 60 K	Era desde la recombinación hasta la formación de las primeras estrellas del universo.
Reionización	150 millones - 1 000 millones de años	60 - 20 K	La radiación de las primeras estrellas y galaxias empieza a reionizar el universo. El proceso se completa alrededor de $z=6$.
Época de la energía oscura	$> 10 000$ millones de años	< 5 K	La energía oscura empieza a dominar. El ritmo de expansión comienza a acelerarse.
Hoy	13 800 millones de años	2,725 K	Momento actual. Universo lleno de grandes estructuras (galaxias, cúmulos).

ses de edad. Veamos ahora cómo quedan libres esos fotones, de tal manera que podamos observarlos hoy día prácticamente sin alterar.

Este proceso de liberación de los fotones está asociado a una etapa clave más tardía en la evolución del universo, que se denomina *recombinación*. A los pocos minutos después del Big Bang, el universo ha superado la fase de nucleosíntesis, en la que se han generado los núcleos de algunos elementos ligeros (hidrógeno y helio principalmente). En ese momento, está compuesto por un plasma de protones, neutrones, núcleos de helio, y electrones libres, además de la radiación. Ya hemos visto que, en este plasma, los fotones interactúan continuamente con los electrones a través de la dispersión Compton. Esta interacción es tan frecuente que mantiene el equilibrio térmico entre materia y radiación, forzando, por tanto, que la materia tenga la misma temperatura que la radiación. Además, si calculamos el recorrido libre medio de cada fotón entre interacción e interacción, veremos que se trata de un valor muy pequeño. Los fotones apenas pueden desplazarse sin sufrir interacciones. Se suele decir entonces que la radiación está fuertemente acoplada a la materia. Podemos ilustrarlo usando una analogía cotidiana: estaríamos en una situación similar a estar dentro de una espesa niebla. Es imposible ver a grandes distancias, ya que la luz tiene un recorrido libre sin interacción muy corto.

Esta situación continuará hasta que se den las condiciones físicas para que se formen átomos neutros en el universo: la recombinación. Enseguida veremos que esto ocurre cuando la radiación tiene una temperatura de unos 3000 K, y el universo tiene una edad de 380 000 años. A partir de ese momento, la inmensa mayoría de los electrones pasará a estar ligada dentro de los átomos, y los fotones podrán viajar libremente. Su recorrido libre medio se hace tan grande que, esencialmente, esos fotones pueden viajar durante casi toda la vida del universo y llegar a nosotros prácticamente sin interactuar con otro electrón. Ese proceso físico se llama en cosmología el *desacoplo de la materia y la radiación*.

¿Qué es entonces el fondo cósmico de microondas que observamos hoy día? Pues, esencialmente, son los fotones que estaban presentes en el universo cuando este tenía 380 000 años de edad,

y que quedaron libres cuando se completó el desacoplo. Si recordamos que, dado que la velocidad de la luz es finita, mirar lejos es equivalente a mirar al pasado, entonces, para nosotros, observadores situados en una de las muchas galaxias del cosmos, esa radiación proviene prácticamente del «fondo» del universo. Es la luz más antigua que podemos observar y nos muestra una imagen casi inalterada del universo en su infancia.

Al lugar geométrico formado por aquellas zonas en las que los fotones interactuaron por última vez con un electrón antes de quedar libres se le conoce como *superficie de última dispersión*. Es importante resaltar que cada observador en el universo tendrá su propia superficie de última dispersión. Según el principio cosmológico, todos los lugares del universo son equivalentes. No hay un punto central. Así que el diagrama que se muestra en la figura 2 podría hacerse desde cualquier galaxia. Además, el radio de esa esfera de última dispersión crece con el tiempo. El origen del universo está cada vez más lejos en el tiempo.

FIG. 2



Superficie de última dispersión. Los fotones que nos llegan del fondo cósmico de microondas provienen de cuando el universo tenía 380 000 años de edad. Es la luz más antigua que podemos observar. Durante su viaje hacia nosotros, pierden energía y su longitud de onda se hace mayor.

¿CÓMO SE RECOMBINÓ EL UNIVERSO?

En física, llamamos recombinación al proceso por el cual los iones de carga positiva de un plasma capturan electrones libres para formar átomos neutros. En el universo temprano, este proceso ocurrió gradualmente. En primer lugar, cuando este tenía unos 18000 años (desplazamiento al rojo $z=6000$) se inició la primera recombinación del helio. El helio es un elemento atómico con un núcleo que contiene dos protones y dos neutrones, y que tiene dos electrones orbitando alrededor de ese núcleo cuando el átomo está en estado neutro. En esa época, los núcleos de helio que se habían generado en la nucleosíntesis capturaron su primer electrón. Un poco más tarde, sobre los 130000 años de edad (desplazamiento al rojo $z=2000$), se completó la segunda recombinación del helio, de forma que, en promedio, el universo ya contaba con los átomos de helio en estado neutro, cada uno de ellos con sus dos electrones. La etapa final de la recombinación corresponde al átomo de hidrógeno, el elemento más abundante, que está formado por un protón y un electrón. Alrededor de los 260000 años ($z=1500$) se inició este proceso, el cual culminó alrededor de los 380000 años de edad, o desplazamiento al rojo $z=1100$. Por lo tanto, usando la ecuación 3, la temperatura de cuerpo negro de la radiación en esa época era de 3000 K.

La física detallada de la recombinación fue explicada por primera vez por los físicos soviéticos Yakov B. Zeldovich, Vladimir G. Kurt y Rashid A. Sunyaev (n. 1943) a finales de 1967, y, de forma independiente, por Peebles a principios de 1968.

Hay dos argumentos esenciales para entender el proceso. El primero y más importante tiene que ver con la abundancia relativa de bariones y fotones en el universo. Ya sabemos que en el momento actual tenemos del orden de 410 fotones del fondo de microondas por centímetro cúbico. De igual manera, se puede usar la densidad de materia ordinaria existente para estimar que en el momento actual hay, en promedio, unos 0,2 bariones por metro cúbico en todo el cosmos observable. El cociente de ambas cantidades es increíblemente pequeño:

$n_\gamma/n_B = 5 \cdot 10^{-10}$. Hay unos dos mil millones de fotones por cada protón. En otras palabras: nuestro universo está completamente dominado, en número de partículas, por los fotones del fondo de microondas.

Esa proporción relativa se ha mantenido con la expansión iniciada en la época de la recombinación. Con tantos fotones por barión, la recombinación sucede mucho más tarde de lo que uno *a priori* esperaría. Si el potencial de ionización del átomo de hidrógeno es de 13,6 electronvoltios, equivalentes a unos 160000 K, ¿por qué la recombinación es tan tardía, y se completa cuando el universo tiene 3000 K? Pues, precisamente, por ese exceso de fotones. El universo espera a que la radiación de cuerpo negro se haya enfriado lo suficiente como para que los fotones de muy alta energía en ese cuerpo negro, capaces de ionizar al hidrógeno, sean tan escasos como los propios bariones.

El segundo argumento para entender la recombinación cosmológica tiene que ver con la dinámica misma del proceso. En nuestro universo, la recombinación del hidrógeno ocurre en condiciones físicas fuera del equilibrio, y de forma muy lenta. De hecho, este último paso necesita unas pocas decenas de miles de años para completarse. Así que no debemos imaginarnos la recombinación como un proceso instantáneo. Dicho de otra forma, cuando antes hablábamos de la superficie de última dispersión, no debemos imaginarnos una delgada capa esférica, sino una capa con un espesor de unos 30000 años, tal y como se representa en la figura 2.

DE LA RECOMBINACIÓN A LA REIONIZACIÓN: LA ÉPOCA OSCURA

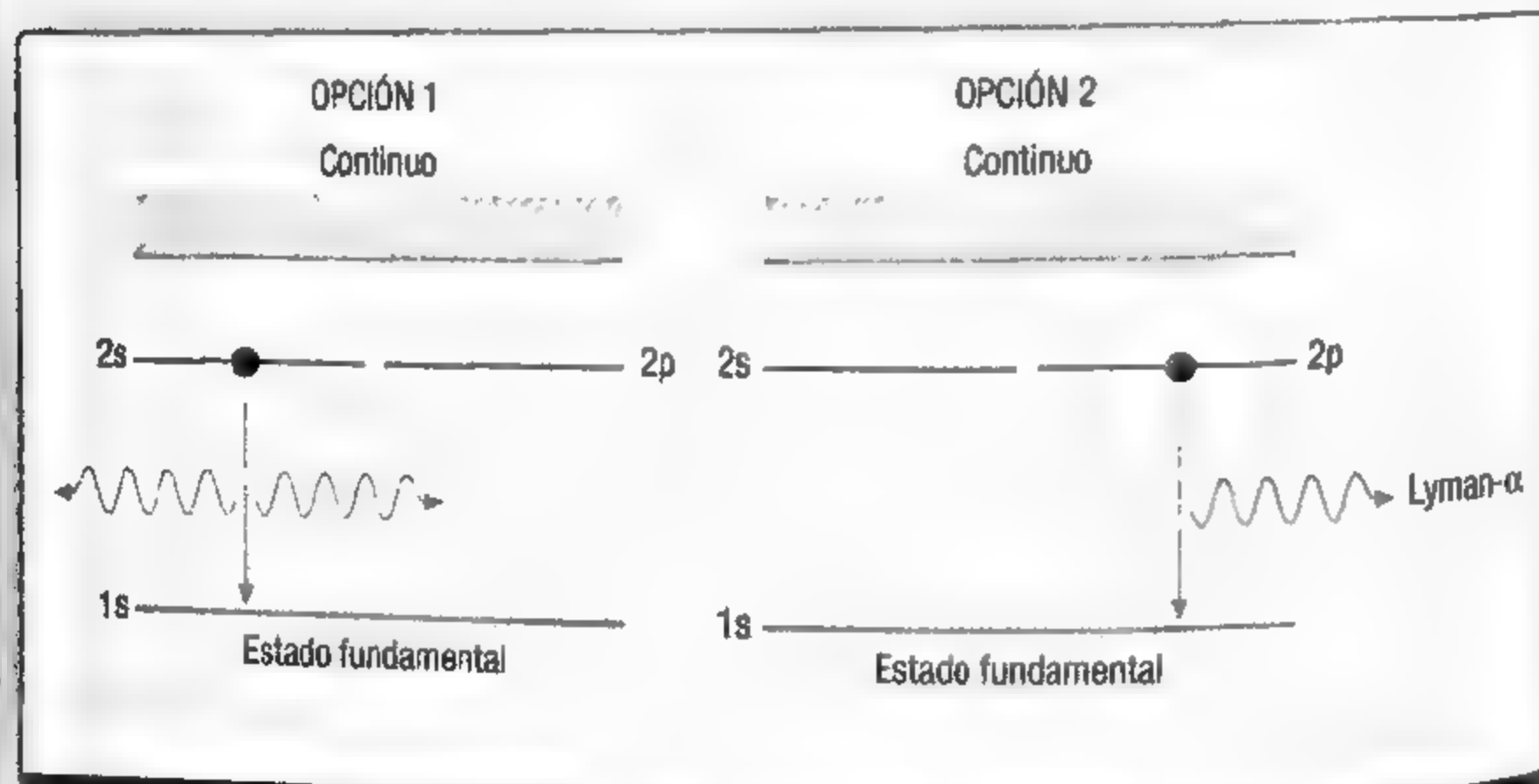
Antes de la recombinación cosmológica, el universo era opaco a la radiación, como una densa niebla. Los fotones apenas podían recorrer cortas distancias sin interactuar con electrones libres. Sin embargo, una vez se completó la recombinación, el universo pasó de ser un plasma con cargas positivas y negativas libres a ser un medio esencialmente neutro. En ese medio, los fotones po-

LAS LÍNEAS ESPECTRALES DE LA RECOMBINACIÓN DEL UNIVERSO

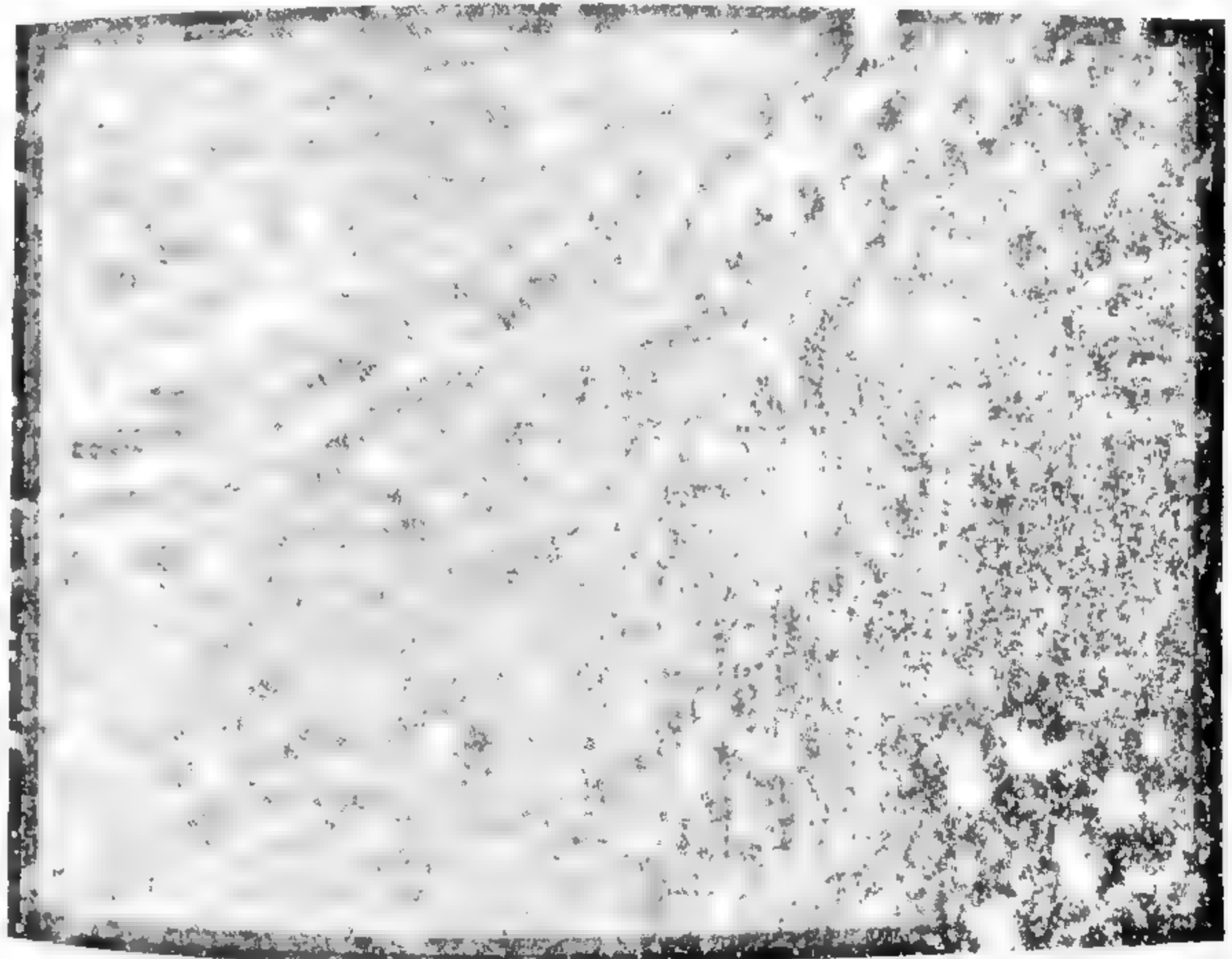
La recombinación cosmológica del hidrógeno no ocurre por recombinaciones directas al estado fundamental del átomo de hidrógeno. Cuando un protón captura un electrón directamente en el estado fundamental (el de más baja energía), emite un fotón ionizante que inmediatamente ionizará al primer átomo de hidrógeno neutro que encuentre. Pero, así, el número neto de átomos de hidrógeno sin recombinar no cambiaría. Por tanto, el proceso tiene que ocurrir mediante capturas de electrones en niveles de energía altos del átomo de hidrógeno, y posteriormente, por un proceso de cascada hacia el nivel de energía más bajo. En este proceso, el último paso es el salto del nivel de energía $n=2$ al $n=1$ del átomo de hidrógeno.

Una transición prohibida para la recombinación cosmológica

Desde aquí, la transición hacia el nivel fundamental $1s$ (ver figura) puede hacerse de dos formas, ya que el nivel 2 de energía contiene dos subniveles, $2s$ y $2p$. Para un electrón en el nivel dos del átomo de hidrógeno, el proceso más rápido es decaer a través del estado $2p$ al $1s$. Nada menos que unas 76 millones de veces más rápido es decaer del $2p$ al $1s$ que hacerlo desde el nivel $2s$. Este camino emite un fotón Lyman- α , con una energía de 10,2 electronvoltios, el cual será absorbido muy rápidamente por átomos cercanos. Así, nos encontramos en una situación de cuello de botella en la que el universo acumula muchos átomos con electrones en el nivel 2 que son incapaces de escapar. La forma de salir de este atasco es usar un canal de recombinación mucho más lento, que es el decaimiento por emisión de dos fotones del nivel $2s$. Esos dos fotones, de aproximadamente la mitad de la energía (unos 5 eV) si pueden escapar libremente. En nuestro universo, este es el canal principal de recombinación, y lo siguen el 57 % de los átomos de hidrógeno. Mientras que el canal de decaimiento Lyman- α ($2p \rightarrow 1s$) es subdominante (solo lo siguen el 43 % de los átomos). ¿Qué ocurre con estos fotones que se liberan en el proceso de recombinación



cosmológica? Como hemos visto, el universo no puede termalizar fotones (abajo, ilustración de estas partículas) que se emitan más tarde de los dos meses tras el Big Bang. Estos fotones que se emiten a los 380 000 años de edad distorsionan el espectro de cuerpo negro, formando líneas espectrales de recombinación. La pregunta es ¿por qué no las hemos medido todavía? Como hemos visto, existen dos mil millones de fotones por cada protón. Tras la recombinación de todos los protones del universo, se generan unos pocos fotones adicionales por cada átomo de hidrógeno. Así que esperamos ver distorsiones del espectro de cuerpo negro a un nivel de pocas partes en 10 millones. Los límites experimentales actuales están aún lejos de alcanzar esa sensibilidad, pero sin duda se trata de una nueva ventana al universo primitivo que merece la pena explorar en los próximos años. Su detección permitiría medir de forma directa el desplazamiento al rojo de la superficie de última dispersión, o incluso determinar de forma directa la cantidad de hidrógeno y helio presentes en ese cosmos primitivo, antes de la formación de las primeras estrellas.



La imagen muestra un ejemplo de región HII, una nube de gas y plasma que está compuesta principalmente por hidrógeno atómico ionizado. En estas regiones se dan procesos de recombinación del hidrógeno similares a los que ocurrían en el universo cuando quedó libre el fondo cósmico de microondas.

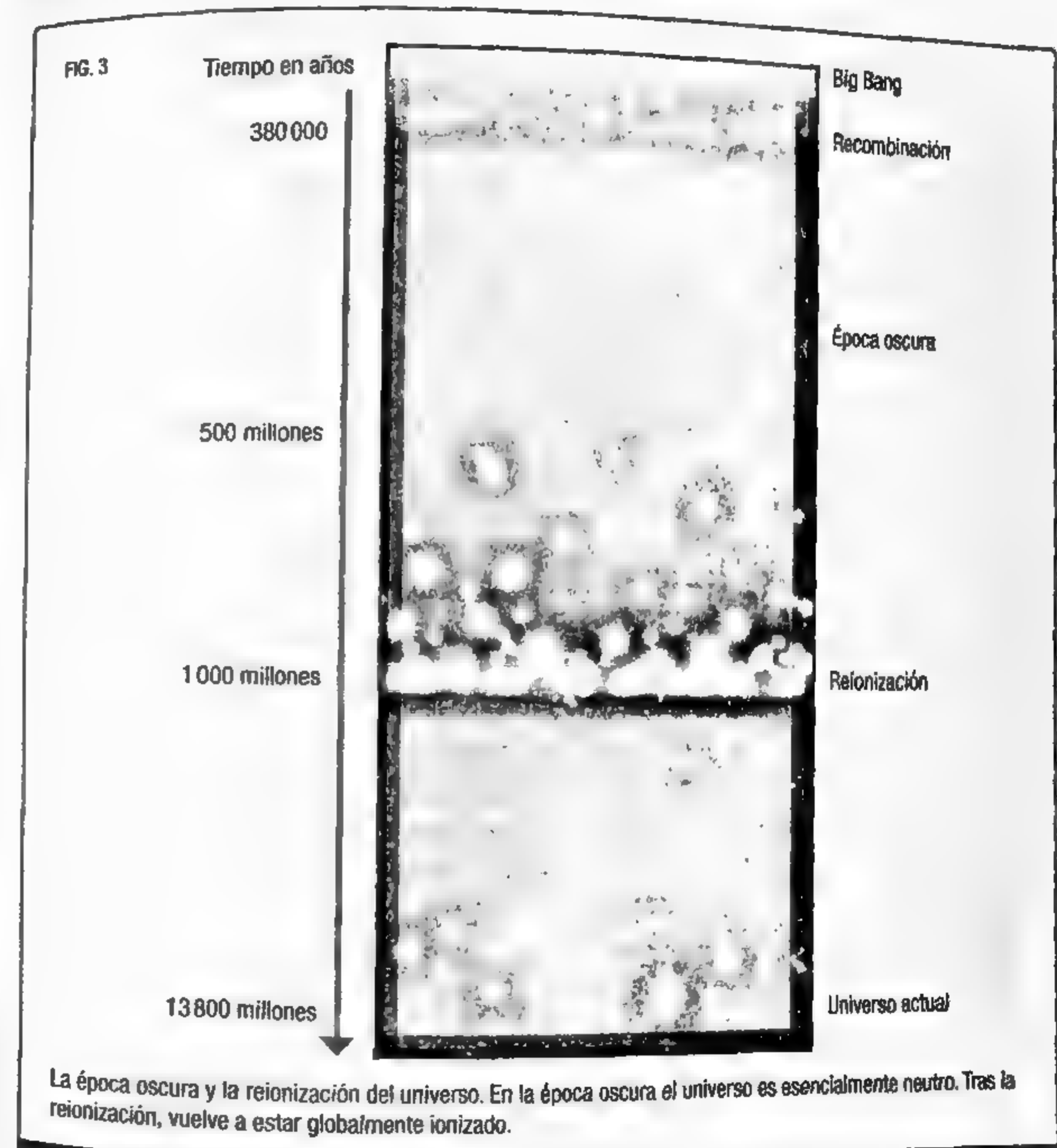
dían viajar libremente, prácticamente sin interaccionar. Si pudiésemos viajar atrás en el tiempo hasta esa época... ¡no veríamos absolutamente nada! Tampoco había fuentes de luz, ya que las primeras estrellas aparecieron mucho más tarde. Es por ello que a esta fase de la evolución cósmica la llamamos la *época oscura*.

Una de las conclusiones que hemos aprendido del estudio detallado de la física de la recombinación es que el proceso no llegó a completarse al 100%. En promedio, aproximadamente uno de cada 1000 electrones quedó sin emparejar durante la época oscura. Es una cantidad muy pequeña como para que se perciba dentro de la gran cantidad de fotones del fondo de microondas, pero es lo suficientemente grande como para mantener acoplada, mediante las interacciones Compton residuales, la temperatura de la materia a la radiación hasta desplazamientos al rojo del orden de $z = 150$, unos nueve millones de años después del Big Bang. Esto tiene implicaciones importantes en la física de la formación de estructuras. Para poder formar las primeras estrellas en el universo necesitamos que la materia se enfríe lo suficiente para que pueda condensarse y colapsar gravitatoriamente. Pues bien, esos procesos no pudieron iniciarse hasta ese momento, ya que la radiación no permitía que la materia se enfriara.

La época exacta en la que aparecieron las primeras estrellas es todavía una incógnita, aunque hemos aprendido mucho en los últimos años. Probablemente, debieron aparecer unos 100 millones de años después del Big Bang. Se trataba de objetos muy particulares, mucho más masivos que las estrellas actuales y, por lo tanto, de vida más corta y compuestos únicamente de hidrógeno y helio, ya que, como sabemos, el resto de elementos químicos se formaron en el interior de estrellas, y no durante el Big Bang.

Enseguida aparecieron estrellas de siguiente generación, las primeras galaxias y los primeros cuásares (son los objetos más brillantes del universo, asociados a galaxias con enormes agujeros negros en su núcleo). Algunas de esas galaxias primitivas las podemos observar hoy día con nuestros telescopios más potentes. Así, hemos llegado a observar galaxias formadas unos 400 millones de años tras el Big Bang.

Toda esta gran cantidad de nuevos objetos (galaxias, estrellas) cambiaron completamente el universo (figura 3). Por un lado, las estrellas generaron en su interior el resto de elementos químicos que conocemos: el carbono, el oxígeno, el hierro... Esos elementos pronto enriquecieron el medio interestelar, ya que las estrellas expulsaron esos materiales a través de eventos explosivos al final de sus vidas. Pero, probablemente,



Con el satélite COBE podemos ver las cosas como eran antes de que se encendiera la luz.

JOHN C. MATHER

el cambio más importante tiene que ver con la radiación en el medio interestelar. Las primeras estrellas son objetos que emiten gran cantidad de radiación ultravioleta que, poco a poco, ioniza el medio intergaláctico. Hoy día hemos medido que, globalmente, nuestro universo vuelve a ser un medio ionizado desde desplazamiento al rojo $z=6$ (unos 1000 millones de años tras el Big Bang) hasta ahora. Es la denominada *época de la reionización*.

La pregunta es: ¿pueden esos nuevos electrones libres alterar la distribución de fotones del fondo de microondas? Pues sí, sí que tienen un efecto sobre la radiación cosmológica, alterando la cantidad de fotones que nos llegan de la superficie de última dispersión. Pero el efecto no es lo suficiente grande como para distorsionar el cuerpo negro a unos niveles detectables en la actualidad.

OTRAS DISTORSIONES ESPECTRALES DEL FCM

Estudiar las posibles distorsiones del espectro de cuerpo negro del fondo de microondas constituye una herramienta poderosa para comprender la historia térmica del universo desde los dos primeros meses después del Big Bang. Cualquier proceso de generación de energía que ocurra tras esa época dejará su huella en el espectro de la radiación. Además de las líneas espectrales de la recombinación y de las distorsiones introducidas por la reionización del universo, existen otros mecanismos físicos que podrían imprimir su huella en el espectro de la radiación de fondo.

Usando esta idea, y a partir de las medidas que hoy día existen del satélite COBE, hemos sido capaces de imponer restricciones a la existencia de partículas exóticas de materia oscura en el universo primitivo, que habrían decaído o se habrían aniquilado en fotones, a la existencia de agujeros negros primordiales, o a la presencia de campos magnéticos intensos en la época de

recombinación. Cualquiera de esos mecanismos, en caso de ser dominante, habría distorsionado el espectro del fondo de microondas, de forma que hoy día no tendría esa forma tan precisa de cuerpo negro.

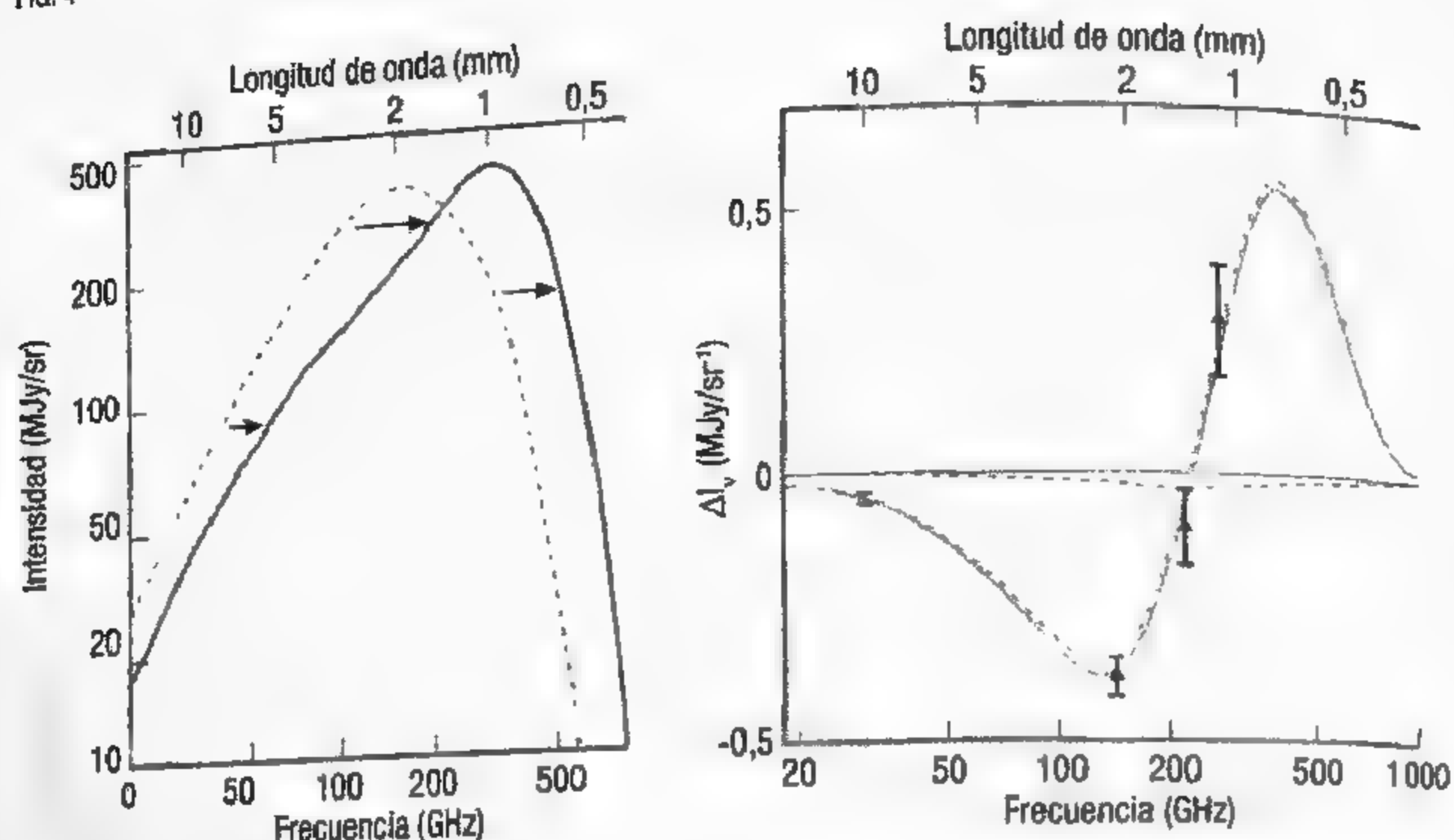
Mejorar las medidas que obtuvo ese satélite en 1992 del espectro del fondo de microondas es un desafío para la cosmología moderna. La tecnología ha avanzado lo suficiente como para que los receptores sean mucho más sensibles, así que es un reto que está al alcance de la mano para la próxima década y, de hecho, ya existen propuestas de satélites para llevar a cabo esas medidas. Sin duda, se trata de uno de los desafíos intelectuales más atractivos para investigar en los próximos años: desvelar los detalles de la historia térmica del universo desde los dos meses de vida hasta la reionización, observando las pequeñas desviaciones del espectro del fondo cósmico de microondas respecto a un cuerpo negro perfecto.

CÚMULOS DE GALAXIAS: EL EFECTO SUNYAEV-ZELDOVICH

Los cúmulos de galaxias son las estructuras ligadas por efecto de la gravedad más grandes que existen en el universo. Sus masas están completamente dominadas por la presencia de la materia oscura, así que nos brindan laboratorios excepcionales para estudios cosmológicos. Cuando los observamos con telescopios ópticos, vemos que se trata de agrupaciones de muchas galaxias, de tamaños de varios millones de años-luz, que contienen además enormes cantidades de gas intra-cumular que aparece como resultado de los procesos gravitatorios que ensamblan el cúmulo. Ese gas es un plasma muy tenue (apenas una partícula por cada 1000 centímetros cúbicos) y muy caliente (de hasta 100 millones de grados), que podemos observar por su emisión en rayos X.

Si los fotones del fondo de microondas atraviesan un cúmulo de galaxias en su camino hasta nosotros, entonces interactuarán con los electrones libres en ese plasma. Los fotones del fondo de microondas, de muy poca energía, interactúan con electrones muy energéticos a través de la dispersión Compton.

FIG. 4



El efecto Sunyaev-Zeldovich. Izquierda: Si comparamos el espectro del fondo de microondas visto a través de un cúmulo (línea continua) con el espectro sin distorsionar (línea discontinua), veremos que, a frecuencias por encima de 217 GHz, hay un exceso de fotones con respecto al cuerpo negro de 2,725 K, mientras que a frecuencias por debajo de 217 GHz, hay un déficit de fotones. Derecha: comparando con el cuerpo negro de 2,725 K, a frecuencias por debajo de 217 GHz los cúmulos de galaxias aparecen como «agujeros» en los mapas, por ese déficit de fotones. Este rasgo único facilita su identificación.

El resultado neto es una transferencia de energía de los electrones a los fotones, de manera que el espectro de cuerpo negro se distorsiona cuando lo observamos a través de un cúmulo de galaxias. Este efecto fue predicho por los astrofísicos soviéticos Rashid Sunyaev y Yakov B. Zeldovich a finales de los años sesenta, y desde entonces es conocido como efecto Sunyaev-Zeldovich (figura 4).

Se trata de una de las herramientas más poderosas en la cosmología actual para detectar cúmulos de galaxias a enormes distancias. La razón física tiene que ver con el hecho de que esa distorsión del espectro de cuerpo negro no depende de la distancia a la que se encuentre el cúmulo de galaxias de nosotros. Las observaciones de nuevos instrumentos que miden el fondo de

microondas, como el satélite Planck, están enriqueciendo nuestro conocimiento de cúmulos de galaxias muy lejanos, y nos proporcionan una forma independiente de estudiar las propiedades globales de nuestro universo, a partir del estudio de la abundancia de estos objetos con el tiempo.

El fondo de microondas y las semillas de las grandes estructuras del universo

Todas las grandes estructuras que hoy observamos en el cosmos, como galaxias, cúmulos o grandes vacíos, han crecido, por efecto de la gravedad, a partir de pequeñas irregularidades en la distribución de materia en el universo primitivo. Esas «semillas originales» son visibles en los mapas del fondo cósmico de microondas.

El fondo cósmico de microondas tiene dos características fundamentales. La primera ya se ha revisado en el capítulo anterior: su distribución espectral de energía corresponde con gran precisión a la de un cuerpo negro con una temperatura de 2,725 K en el momento actual. Es, de hecho, el espectro de cuerpo negro medido con más precisión en la naturaleza, en gran parte gracias a la labor del equipo científico del espectrómetro FIRAS, ubicado en el satélite COBE de la NASA. Este espectro se estableció dos meses tras el Big Bang y ha quedado prácticamente intacto desde entonces.

La segunda característica es que dicha radiación es extremadamente isótropa. Este hecho quedó establecido firmemente a los pocos años del descubrimiento de Penzias y Wilson. Hoy día sabemos que las desviaciones respecto a esa temperatura promedio de 2,725 K son inferiores a una parte entre cien mil. Como veremos a continuación, el grado de precisión con el cual el fondo de microondas se aleja de la homogeneidad tiene unas implicaciones esenciales en la evolución del universo, y en la formación de las estructuras que hoy observamos.

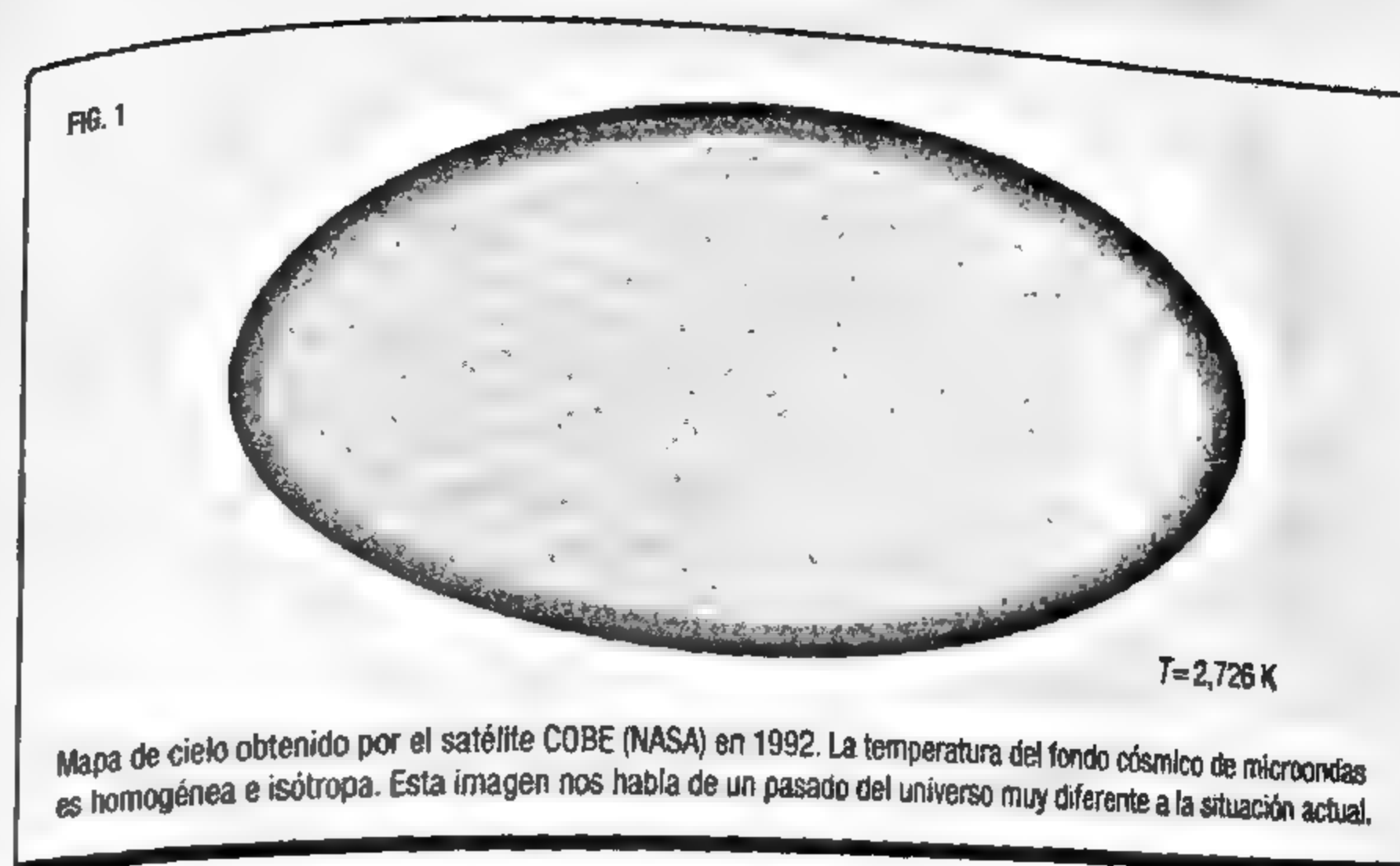
ANISOTROPÍAS EN EL FONDO CÓSMICO DE MICROONDAS

Y es que la radiación de fondo cósmica no puede ser completamente uniforme. Debe tener pequeñas irregularidades, sencillamente porque el universo actual está plagado de estructuras. En el modelo del Big Bang, las estructuras se originan por colapso gravitatorio a partir de minúsculas irregularidades presentes en la distribución primordial de materia. Y, dado que el fondo cósmico de microondas es una imagen de cómo era el universo cuando tenía 380 000 años de edad, en dicha imagen deberíamos poder detectar las semillas precursoras de todas las grandes estructuras que vemos en la actualidad.

La primera detección del grado de inhomogeneidad del FCM fue obtenida por el satélite COBE, el cual confirmó en 1992 el espectro de cuerpo negro del fondo de microondas y mostró que las *anisotropías* (así llamamos a las desviaciones respecto a la homogeneidad) se encontraban a un nivel de una parte entre cien mil. Por este descubrimiento, los investigadores responsables de la misión COBE, los astrofísicos estadounidenses John Cromwell Mather y George Fitzgerald Smoot, recibieron el Nobel de Física en 2006.

Una de las imágenes icónicas que produjo el satélite COBE se muestra en la figura 1. Es la mejor ilustración posible de la isotropía del fondo de microondas, y sin duda constituye uno de los resultados más importantes de la física del siglo xx. Se trata de un mapa de todo el cielo, que representa la intensidad que captamos de la radiación de fondo cósmica en cada dirección de observación. Si reflexionamos un momento sobre la imagen, concluiremos que es fascinante: el universo en su pasado era tremendamente homogéneo. Es la mejor prueba del principio cosmológico y la evidencia más clara de evolución en el cosmos.

Detectar el nivel de las anisotropías fue un desafío observacional enorme. Desde la primera medida de Penzias y Wilson en el año 1964, hasta la detección de COBE, pasaron 28 años. Experimentalmente, la tecnología avanzó en casi tres décadas lo suficiente como para pasar a detectar variaciones en la intensidad de la radiación de fondo al nivel de las millonésimas de grado Kelvin (microKelvins). La detección de COBE supuso una revolución en el estudio de la cosmología moderna.



EPPUR SI MUOVE: LA TIERRA RESPECTO AL FCM

La primera detección de anisotropías en el fondo de microondas data del año 1976. Más tarde, cuando se alcanzaron las capacidades tecnológicas para observar variaciones en la intensidad del cuerpo negro a un nivel de una parte entre 1000, se detectó la denominada *anisotropía dipolar*. Representada sobre un mapa de todo el cielo, muestra una estructura de tipo dipolar con dos grandes zonas opuestas, una con una temperatura ligeramente superior al promedio y, la otra, con una temperatura inferior.

La interpretación física de esta señal tiene que ver con el movimiento de la Tierra con respecto al fondo cósmico de microondas. Como anticipamos en el primer capítulo, nosotros, desde la Tierra, no somos observadores fundamentales en el sentido de la relatividad general. Debido a la distribución de materia en nuestro entorno local, nuestra galaxia se mueve con respecto al sistema de referencia que proporciona el fondo de microondas. Por lo tanto, la radiación que observamos del fondo de microondas estará afectada por el *efecto Doppler*. En la dirección hacia

la cual nos movemos, los fotones parecen tener mayor energía o mayor frecuencia (es decir, son más azules), mientras que, en la dirección opuesta, parecen tener menos energía o menor frecuencia (son más rojos).

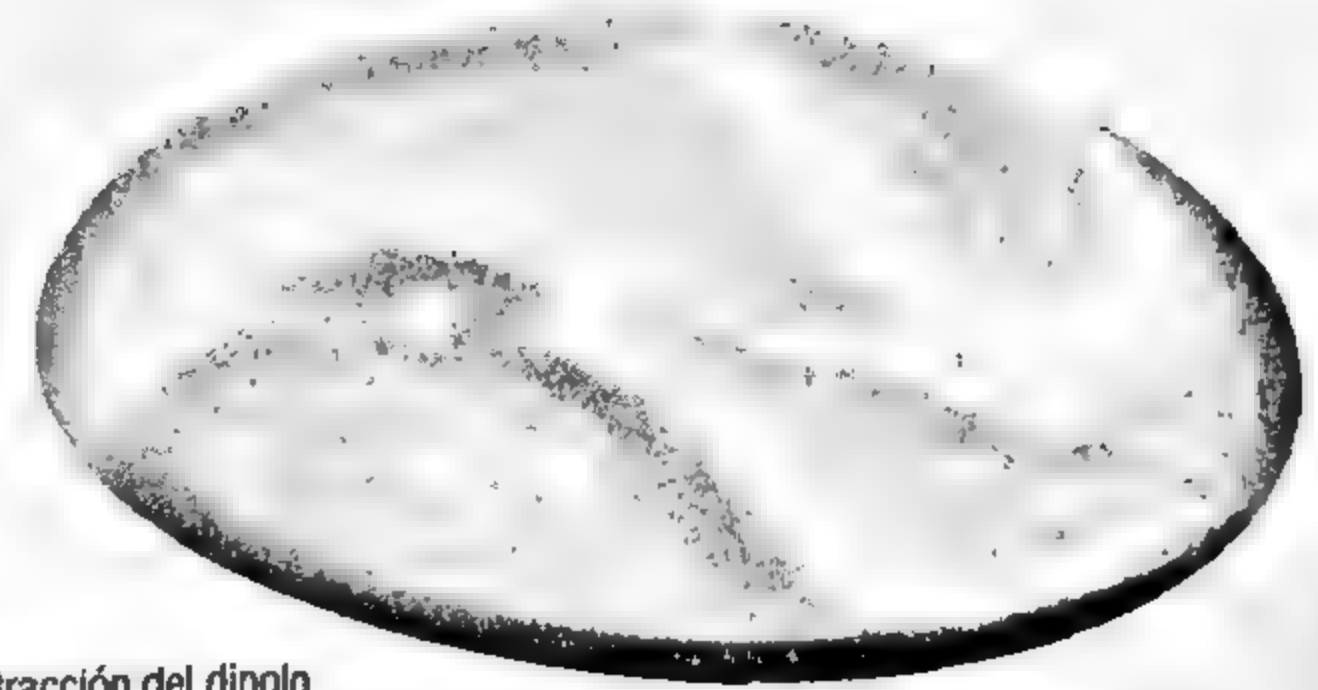
El efecto neto es, en primer orden, proporcional a la velocidad de desplazamiento del observador respecto al fondo de microondas, medido en unidades relativas a la velocidad de la luz: v/c . Ajustando la distribución dipolar observada, encontramos que nos movemos con respecto al fondo de microondas a una velocidad de $v = 369$ km/s en la dirección dada por las coordenadas galácticas $l = 263,99^\circ$ y $b = 48,26^\circ$. La amplitud corresponde a variaciones de una parte entre mil ($v/c = 1,23 \cdot 10^{-3}$), es decir, a variaciones de milésimas de Kelvin sobre el promedio de 2,726 K.

Un comentario histórico: cuando el dipolo cosmológico fue medido por primera vez, su amplitud no fue una sorpresa, pero sí lo fue su dirección: es prácticamente opuesta a la dirección de la velocidad del Sol girando alrededor del centro de la Vía Láctea. La explicación que tenemos hoy día de este resultado es que el centro de masas de nuestra galaxia está moviéndose a una velocidad de unos 600 km/s respecto al fondo de microondas. Esta velocidad tan grande debe estar inducida por la distribución de masas en nuestro entorno local, en un radio de unos 600 millones de años-luz, donde encontramos estructuras como el denominado Gran Atractor, el Atractor de Shapley, el Supercúmulo Laniakea y el recientemente descubierto Repulsor Dipolar. Todavía hoy día es un tema de estudio abierto.

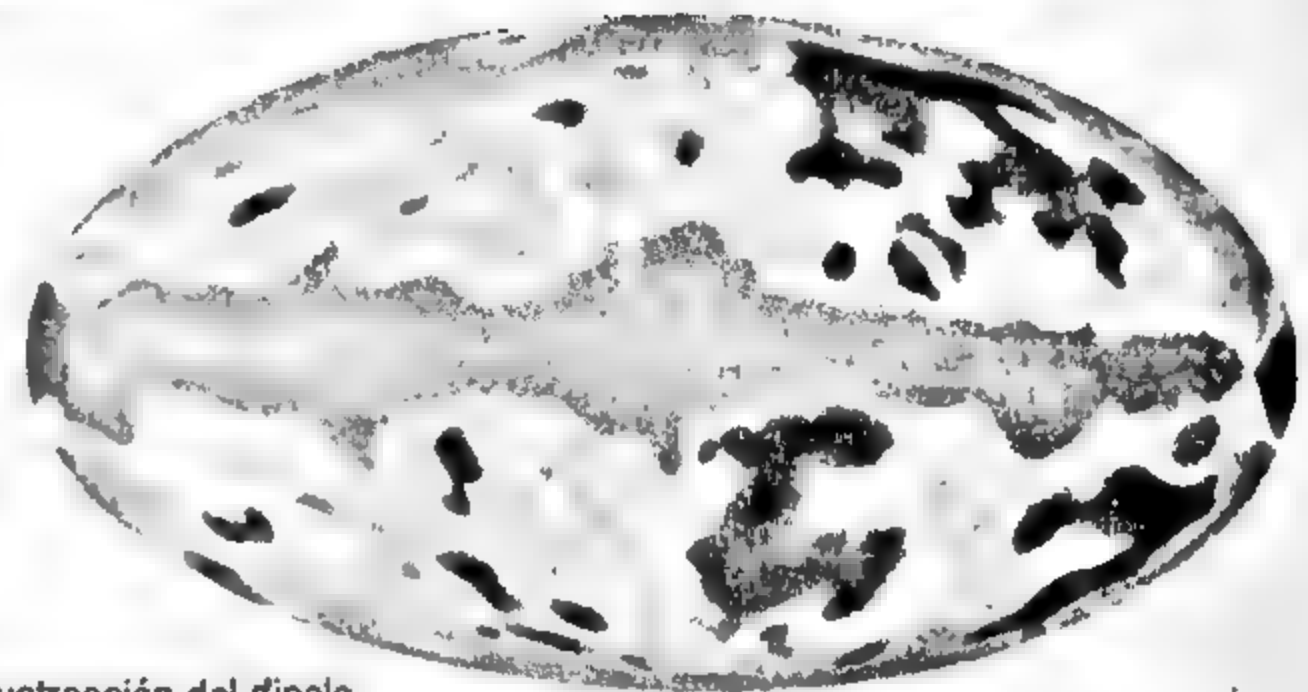
LA MATERIA OSCURA Y EL NIVEL DE ANISOTROPÍAS DE COBE

Si sustraemos a los mapas que obtuvo COBE esa componente dipolar debida al movimiento de la Tierra, las siguientes anisotropías se encuentran en escalas de una parte entre cien mil. En la figura 2 se muestran tres mapas obtenidos por COBE antes y después de haber corregido el dipolo, donde se detectaba por primera vez la amplitud de dichas variaciones en el fondo de microondas. Uno de ellos también muestra una franja brillante en

FIG. 2



Antes de la sustracción del dipolo



Después de la sustracción del dipolo



Después de la sustracción de la galaxia

Mapas de COBE (NASA) mostrando los niveles de anisotropía. Arriba, se observa el dipolo debido al movimiento de la Tierra respecto al FCM. En el centro, tras sustraer esa componente aparecen las anisotropías primordiales y también la emisión de nuestra galaxia, la cual se ha eliminado en la imagen inferior.

su centro, que corresponde a la emisión en radio de nuestra propia galaxia, tal como discutiremos más adelante.

La detección de COBE fue un hito esencial de la cosmología moderna, y abrió una puerta hacia el estudio detallado de las propiedades globales de nuestro universo, su contenido energético, y las condiciones físicas que dieron lugar a su nacimiento. La medida del nivel de anisotropías constituye en sí misma una de las evidencias más poderosas en la cosmología moderna a favor de la existencia de materia oscura. El razonamiento es el siguiente.

En 1946, el físico soviético Yevgueni Mikhailovich Lifshitz (1915-1985) demostró que el crecimiento de inhomogeneidades en la distribución de densidad de materia dentro de un universo en expansión es mucho más lento que en uno estático. En particular, el contraste de densidad de materia Δ (variación fraccional de la densidad ρ con respecto al valor promedio ρ_0) crece de forma potencial con el factor de escala del universo, $a(t)$, siempre que las fluctuaciones sean suficientemente pequeñas. Así, cuando el universo está dominado por la radiación, ese crecimiento es proporcional al cuadrado del factor de escala y, en la época dominada por la materia (y en particular, desde la recombinación hasta nosotros), crece de forma lineal con el factor de escala:

$$\Delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \propto a = (1+z)^{-1}. \quad [1]$$

Es de esperar que si existen inhomogeneidades en la distribución de materia en recombinación, tengamos la misma amplitud fraccional en las inhomogeneidades de la distribución de fotones. Si medimos que las variaciones intrínsecas de temperatura del fondo de microondas son de 10^{-5} , entonces esperaríamos que $\Delta = 10^{-5}$ en recombinación, lo que, recordemos, ocurre a desplazamiento al rojo $z = 1100$. Usando la ecuación anterior, esas inhomogeneidades habrían crecido solamente hasta niveles de 10^{-2} (un 1%) en el momento actual y, por tanto, las variaciones de densidad serían excesivamente pequeñas como para que se hayan formado estructuras en el universo local. Como compa-

ración, en un cúmulo de galaxias actual tenemos valores de Δ del orden de 1000. ¿Cómo es posible que veamos estructuras formadas si, según este argumento, no debería haberlas?

La solución a esta aparente paradoja es la materia oscura. Pero para comprender mejor este argumento, introduciremos el concepto de masa de Jeans.

LA MASA DE JEANS Y LA FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

La física de la formación de estructuras en el universo descansa sobre el concepto de *masa de Jeans* de la componente bariónica (o de materia ordinaria). Todos los objetos que existen en el cosmos (estrellas, galaxias, cúmulos de galaxias) aparecen como resultado del colapso gravitatorio de pequeñas irregularidades en la distribución de materia del universo primitivo. Pero no cualquier grumo en la densidad de materia puede colapsar. La teoría que describe el proceso se debe al físico británico James Jeans (1877-1946), y fue posteriormente desarrollada por Lifshitz para un universo en expansión.

En función de la temperatura, la densidad y la composición de una nube de materia, existe una masa límite (denominada masa de Jeans) por encima de la cual se puede producir el colapso gravitatorio de la nube. Esa masa se define como la frontera de equilibrio entre dos fuerzas contrapuestas: la gravedad, que tiende al colapso de la estructura, y la presión interna del gas, que se resiste a la compresión. Así, si la masa de la nube de materia es superior a la masa de Jeans, se formarán estructuras; pero si es inferior, esas dos fuerzas opuestas inducirán una situación de equilibrio en la que aparecerán ondas de densidad en el medio. La longitud de onda característica de esas oscilaciones es lo que se conoce como *longitud de Jeans*, λ_J , y, esencialmente, es proporcional a la velocidad del sonido en el medio v_s , e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la densidad ρ , es decir, $\lambda_J \sim v_s \rho^{-1/2}$.

¿Cuánto vale la masa de Jeans, y a qué ritmo se produce el colapso? En lo que concierne a la formación de estrellas en el medio interestelar, la masa de Jeans arroja un valor de unas

mil masas solares. Por esa razón, las estrellas no nacen aisladas, sino en cúmulos o agrupaciones de unas mil estrellas. En este caso, el colapso estelar ocurre muy rápidamente, ya que en escalas tan pequeñas como las distancias características entre

las estrellas, la expansión del universo es irrelevante.

Sin embargo, en escalas mayores, la formación de galaxias y cúmulos de galaxias sí que está afectada por la expansión del universo, y en ese proceso el colapso gravitatorio se de-

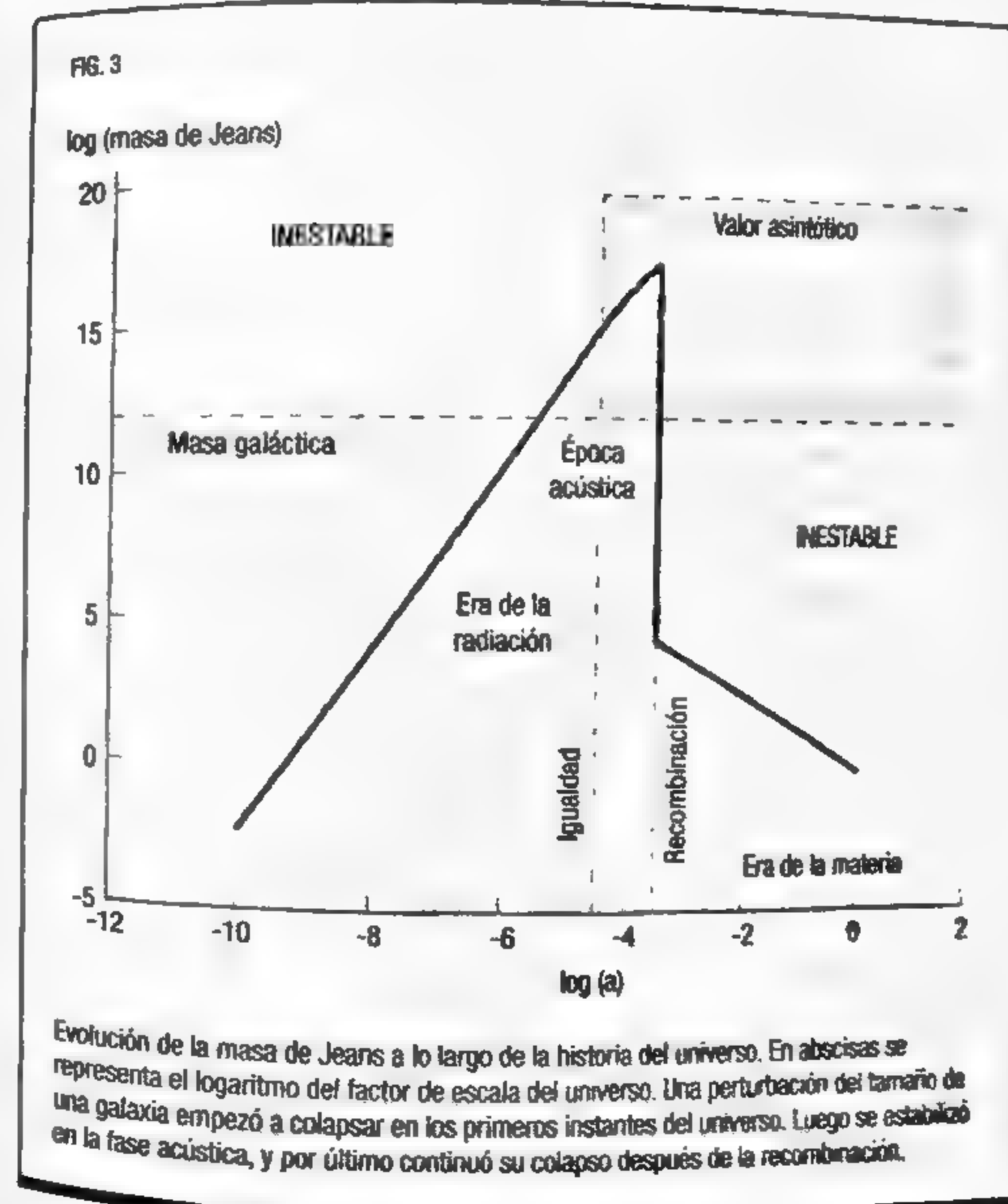
sarrolla de una forma más lenta que en las estrellas, tal como demostró Lifshitz. Además, la masa de Jeans de las galaxias no es siempre la misma a lo largo de la evolución de un universo en expansión: tanto el tipo de constituyentes que contribuyen a la densidad de las irregularidades en la distribución de materia como la velocidad del sonido cambian con el tiempo.

Esencialmente, hay tres etapas fundamentales en la formación de estructuras en el universo. En primer lugar, está la *era de la radiación* (desde los 10 segundos después del Big Bang o $z = 10^8$, hasta los 50 000 años o $z = 3400$). En esta época, los fotones eran las partículas que dominaban la densidad de energía del universo, y la presión interna en el gas la proporcionaba la denominada *presión de radiación*. Por extraño que parezca, en esta época dominada por la luz también tiene sentido hablar de «ondas de sonido» para la luz o fluido de fotones. La velocidad del sonido en esa época era $c/\sqrt{3}$, es decir, $0,58c$, o 173200 km/s. La segunda etapa en la evolución se inicia tras la igualdad, que ocurre a $z = 3400$. La densidad de energía del universo pasa a estar dominada por la materia. Sin embargo, la radiación y la materia permanecen fuertemente acopladas hasta que se completa la recombinación, alrededor de $z = 1100$. En ese momento, se produce un cambio drástico en la masa de Jeans, ya que los bariones dejan de sentir el efecto de la presión de la radiación, y la masa de Jeans cae abruptamente. Es el inicio de la tercera etapa del proceso de formación de estructuras.

La vida existe en el universo solo porque el átomo de carbono posee ciertas propiedades excepcionales.

SIR JAMES JEANS

La figura 3 ilustra la evolución de la masa de Jeans en estas tres etapas. La curva tiene la forma de una aleta de tiburón. Durante la mayor parte de la época de dominación de la radiación, la masa de Jeans es superior a la masa característica de una galaxia como la Vía Láctea. Es lo que se conoce como *época acústica*. Por tanto, esa estructura no podía colapsar, y simplemente oscilaba sin aumentar su contraste de densidad. En la recombinación, la masa de Jeans cae abruptamente, y estructuras como nuestra galaxia pueden, por fin, iniciar su colapso gravitatorio.



Crecimiento de estructuras en un universo en expansión: la materia oscura

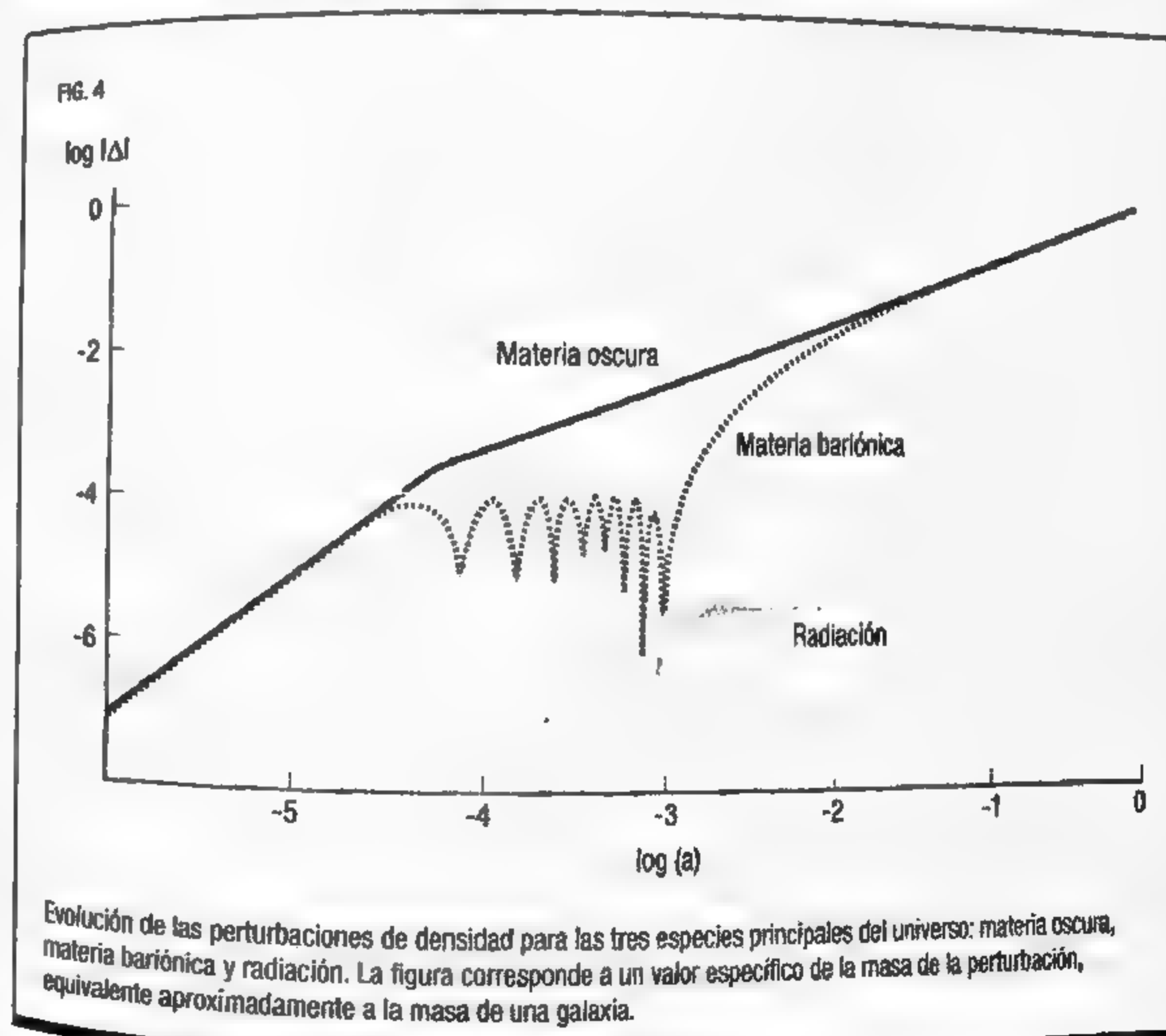
¿Cómo resolvemos entonces el problema de crecimiento de estructuras en un universo en expansión? Es necesario recurrir a la materia oscura. A diferencia de la materia ordinaria (bariones), la materia oscura no interacciona con la luz. Por lo tanto, no siente el efecto de la presión de radiación. En el lenguaje que acabamos de introducir, la masa de Jeans de la materia oscura es esencialmente cero, así que su colapso gravitatorio no se ve frenado en ningún momento de la evolución del universo.

Sin embargo, tanto la materia ordinaria como la radiación sí se ven afectados por la presión. El proceso global sería el siguiente. Al inicio de la era de la radiación, materia y radiación están fuertemente acopladas. Una pequeña perturbación en la densidad de materia que sea precursora de una galaxia actual crece como el factor de escala al cuadrado. Al iniciarse la época acústica, la masa de Jeans referente a los bariones y los fotones (que están fuertemente acoplados) es superior a la masa característica de una galaxia (como muestra la figura 3), y las componentes de materia y radiación oscilan, interrumpiendo su crecimiento. Sin embargo, la materia oscura continúa su crecimiento por colapso gravitatorio, ya que no siente ningún efecto de presión. Además, al ser un factor cinco veces más abundante que la materia ordinaria, prácticamente puede evolucionar ignorando lo que le ocurre a los bariones. Pasada la época de la igualdad, ese crecimiento de la materia oscura es ahora proporcional al factor de escala. Cuando llega la recombinación, radiación y materia se desacoplan. La materia bariónica deja de sentir el efecto de la presión de radiación y puede continuar su colapso gravitatorio. Ahora bien, como la materia oscura ha colapsado mucho durante ese tiempo, su contraste de densidad (y por tanto su gravedad) es mucho mayor. Entonces, los bariones simplemente caen a los pozos de potencial gravitatorio que define la materia oscura y, gracias a ella, rápidamente alcanzan contrastes de densidad más grandes.

Sin lugar a dudas, este es uno de los argumentos más limpios y robustos de la cosmología moderna a favor de la existencia de la materia oscura. Sin esa componente que no interacciona con la radiación, sería imposible explicar la existencia de galaxias en el universo actual.

ONDAS DE SONIDO EN EL UNIVERSO PRIMITIVO

Durante la denominada época acústica, las nubes precursoras de las galaxias, cúmulos y supercúmulos de galaxias que observamos en la actualidad, experimentaron *oscilaciones acústicas* en sus componentes de materia bariónica y de radiación (véase figura 4). El patrón global, generado a partir de la superposición



de las oscilaciones acústicas de todas las perturbaciones de densidad presentes en la época de la recombinación, ha quedado impreso en las distribuciones tanto de la materia como en la de la radiación del fondo cósmico de microondas. La pregunta natural que surge es: ¿cómo es posible que esa superposición de oscilaciones, en principio aleatorias, haya dado como resultado un patrón global coherente?

La razón principal por la que esto ocurre es que el fondo de microondas es esencialmente una instantánea del universo cuando tenía 380 000 años, así que lo que estamos observando es una «foto fija» del estado o fase de las oscilaciones en esa época en concreto. En más detalle, y según muestran las figuras 3 y 4, las perturbaciones de densidad crecen con el tiempo, hasta el instante en que su tamaño se hace menor que la masa de Jeans. Desde ese momento, dejan de crecer y empiezan a oscilar, y continúan haciéndolo hasta la recombinación. Dado que la longitud de onda de Jeans es diferente para cada escala, en el instante de la recombinación cada escala llegará con una fase diferente, que quedará impresa en el fondo de microondas. Dicho de otra forma: en el fondo de microondas no vemos directamente las oscilaciones acústicas como función del tiempo, sino que medimos el registro indirecto, a un tiempo fijo, de esas oscilaciones como función de la escala.

Para describir el patrón exacto de oscilaciones que se imprimen en el fondo de microondas, hay otro elemento esencial a tener en cuenta. Y es que en nuestro universo existe un mecanismo físico, la *inflación*, por el cual se generan todas las perturbaciones seminales que luego van a crecer por efecto de la gravedad y oscilar durante la época acústica. Ese mecanismo físico impone una distribución de amplitudes para las fluctuaciones muy particular como función de la escala, y también sincroniza el inicio de todas las perturbaciones en un tiempo común, una fracción de segundo tras el Big Bang.

El resultado global es un patrón de ondas de sonido coherente: la música del universo. ¿Cuál es el tamaño de la mayor oscilación acústica que podemos encontrar? Pues, esencialmente, ese tamaño viene impuesto por el denominado *horizonte de sonido*, que se corresponde con la distancia máxima que ha podido viajar una onda de sonido desde la inflación (básicamente desde tiempo cero), hasta la recombinación. Haciendo una analogía con un instrumento musical, ese tamaño es algo así como nuestro primer armónico, el equivalente al tamaño de la caja de resonancia. Pero, además de este, existen otros muchos armónicos secundarios, que guardan una proporción sencilla con el primer armónico del universo. El tamaño físico del primer armónico, u horizonte de sonido, extrapolado a tiempo presente, corresponde a unos 145 Mpc, o equivalentemente, a 470 millones de años-luz.

En el caso de la materia bariónica, la posterior evolución gravitatoria y el crecimiento de estructuras ha borrado en gran medida la huella de ese rasgo característico, pero aún es posible observar en la distribución de galaxias del universo actual un exceso de objetos a esa distancia. Son las denominadas *oscilaciones acústicas de bariones*, que han sido detectadas por varios proyectos de cartografía de la estructura del cielo visible a gran escala, como el *Sloan Digital Sky Survey (SDSS)*, que utiliza un telescopio de dos metros y medio de diámetro ubicado en el Observatorio de Apache Point, en Nuevo México, Estados Unidos.

En el caso de la radiación, sin embargo, estas oscilaciones han quedado prácticamente congeladas en la imagen que captamos hoy día del fondo de microondas, por lo que se distinguen con mayor nitidez.

Un apunte histórico: el físico ruso (además de activista) Andréi Dmítrievich Sájarov (1921-1989) fue el primero en predecir la existencia de esas oscilaciones acústicas en el universo primitivo, en un trabajo del año 1965. Es por ello que en muchos textos de cosmología moderna se las denomina *oscilaciones de Sájarov*.

Las visiones más profundas surgen solo del debate, cuando hay posibilidad de contraargumentar y expresar no solo las ideas correctas, sino también las más dudosas.

ANDRÉI D. SÁJAROV

EL UNIVERSO RECIÉN NACIDO: EL MAPA DE ANISOTROPÍAS

Desde la detección del COBE a principios de la década de 1990 del siglo xx, un gran número de experimentos ha observado las anisotropías del fondo cósmico de microondas, cada vez con mayor nitidez y resolución. Especialmente en los últimos años, el avance tecnológico en las antenas y la sensibilidad de los receptores de microondas ha sido espectacular, de forma que experimentos desde tierra, montados en globos estratosféricos, y otros dos satélites (WMAP de la NASA, y Planck de la ESA) nos han proporcionado una imagen muy completa de cómo era el universo a la edad de 380 000 años.

La figura 5 es el mejor mapa que tenemos en la actualidad de las anisotropías del fondo de microondas. Fue obtenido por el satélite Planck en 2015 y constituye una imagen directa de nuestro universo recién nacido, hace casi 13 800 millones de años, justo al final de la época de la recombinación, cuando la radiación quedó

libre. El mapa en falso color muestra las pequeñas inhomogeneidades en la distribución primordial de fotones, las cuales a su vez trazan las semillas de todas las estructuras que observamos hoy día en el universo. Esas variaciones son del orden de decenas de millonésimas de grado Kelvin (microKelvins, μK), y codifican tanto las condiciones físicas del universo en su nacimiento como el contenido energético del mismo.

Observando este mapa a simple vista, vemos que hay un tipo de mancha característica, que se repite con más frecuencia que las otras en prácticamente todo la imagen. Corresponde a una anisotropía de aproximadamente un grado de tamaño angular sobre el cielo y, como veremos enseguida, es el tamaño del horizonte de sonido en la época de la recombinación. Como comparación, recordemos que el tamaño angular que subtienden el Sol o la Luna vistos desde la Tierra es de aproximadamente medio grado sobre el cielo. El horizonte de sonido en recombinación subtiende entonces aproximadamente el doble del tamaño angular del Sol o la Luna.

EL ESPECTRO DE POTENCIAS DE LAS ANISOTROPÍAS

Nuestro modelo de formación de estructuras en el universo es un modelo de naturaleza estadística. Esto quiere decir que el modelo no predice dónde tendremos una mancha positiva o negativa en el fondo de microondas, o dónde se va a formar una galaxia. Lo que sí predice el modelo son las propiedades estadísticas de la distribución de manchas en los mapas del FCM, o las propiedades estadísticas de la distribución de galaxias: sus distancias y tamaños característicos, la abundancia de objetos, etc. Por tanto, la comparación con el modelo teórico debe hacerse de forma estadística.

Para estudiar ese mapa del fondo de microondas, realizamos por tanto un análisis estadístico de las anisotropías. En física, este tipo de análisis es lo que se suele llamar un *análisis armónico*, o *análisis de Fourier* (por el matemático francés Jean-Baptiste J. Fourier, 1768-1830). Para ello, construimos una

FIG. 5

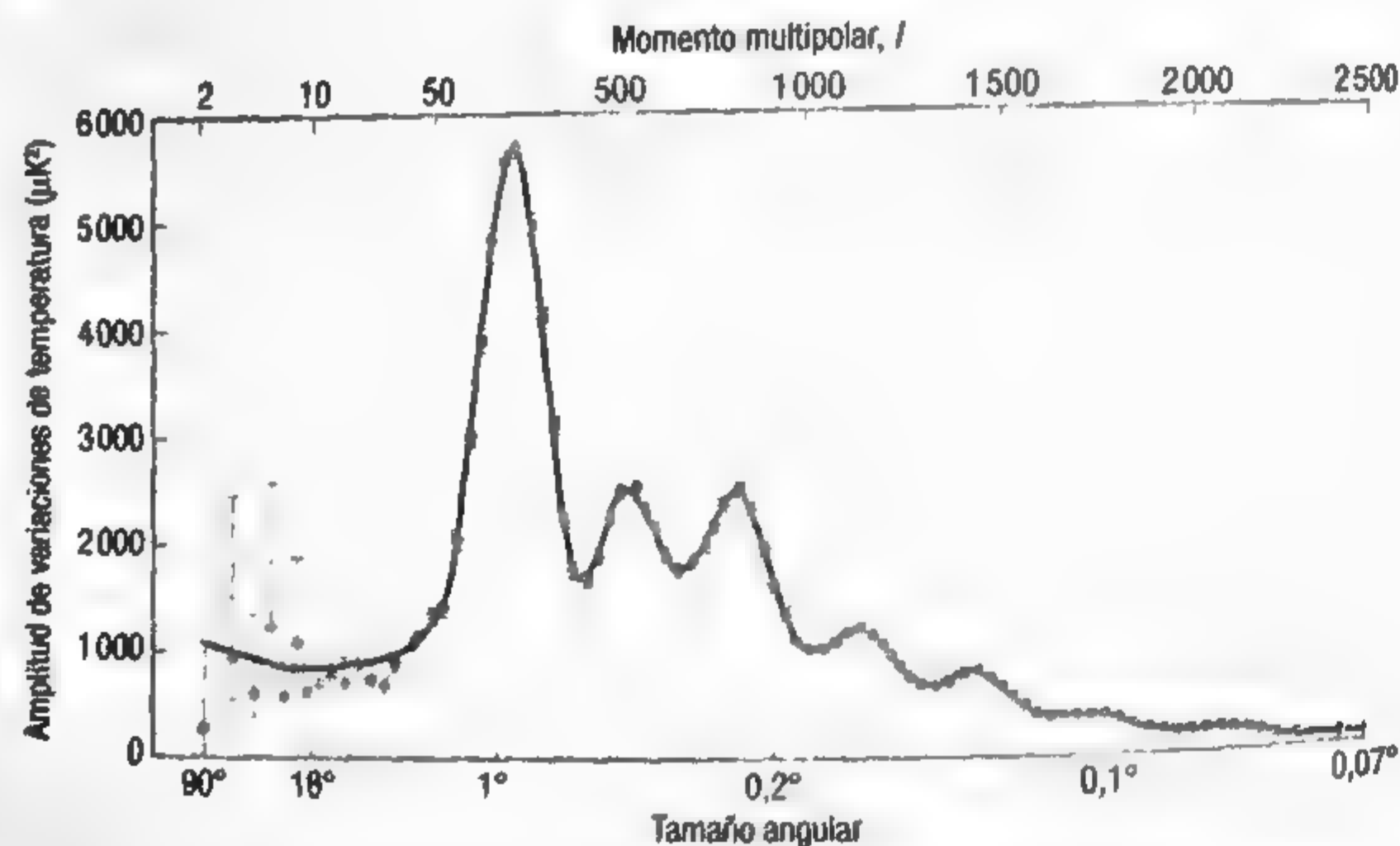


Mapa de las anisotropías del fondo cósmico de microondas obtenido por el satélite Planck de la Agencia Espacial Europea.

nueva cantidad física que se denomina *espectro de potencias* (figura 6), que viene a ser una representación de la amplitud (o potencia) característica que se encuentra en el mapa de anisotropías, como función de la escala angular θ . En el caso de transformaciones armónicas en la esfera, este análisis se denomina de *armónicos esféricos*, y la variable que cuantifica la escala angular se denomina *momento multipolar*, l . A primer orden, es razonable aproximar $l \sim 180^\circ/\theta$, de forma que $l=220$ corresponde aproximadamente a un grado de tamaño angular sobre el cielo.

Hay un aspecto final a tener en cuenta en el proceso de formación de estructuras que es importante para entender la forma del espectro de potencias del FCM a altos multipolos (es decir, a pequeña escala angular). Dado que el proceso de la recombinación no es abrupto, sino que tiene una cierta duración en el

FIG. 6



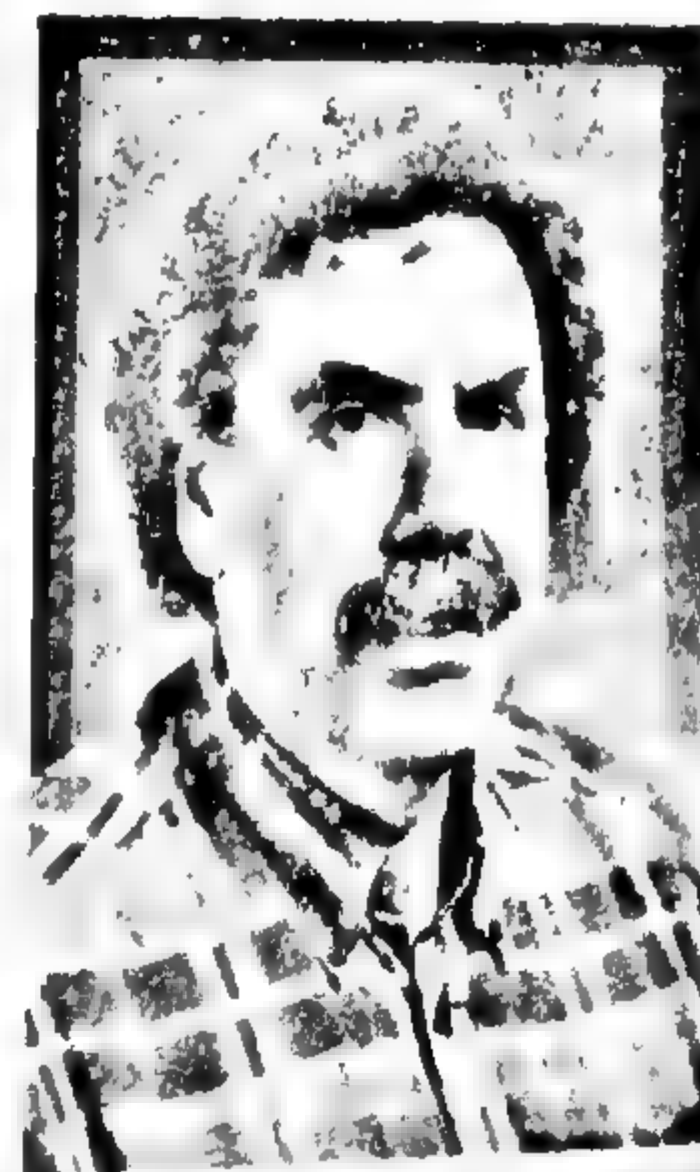
Espectro de potencias de las anisotropías del FCM. En el eje de ordenadas se representa la potencia, o amplitud de las variaciones de temperatura respecto al promedio. En el eje de abscisas se representa el momento multipolar l , que esencialmente es una medida de la escala angular sobre el cielo.

FÍSICA DE LAS ANISOTROPIAS DEL FCM

Los fotones del fondo cósmico de microondas quedaron libres al final de la recombinación. El mapa que captamos en la actualidad contiene anisotropías en la distribución de intensidad. Los mecanismos físicos que operan durante el proceso de la recombinación para generar esas anisotropías son esencialmente tres.

- Anisotropías intrínsecas.** Las oscilaciones acústicas de los bariones en los pozos de potencial gravitatorio definidos por la materia oscura también quedan impresas en la distribución de fotones, ya que ambos fluidos cósmicos (fotones y bariones) estaban fuertemente acoplados. Allí donde había un exceso de bariones justo antes del desacople, también lo habría de fotones.
- Efecto Doppler.** Las oscilaciones acústicas también implican que el plasma se está moviendo en relación al observador. Este movimiento imprime nuevas anisotropías en la distribución de intensidad del FCM como consecuencia del desplazamiento Doppler. Cuando el emisor se aleja del observador, la luz se enrojece; cuando se acerca, la luz se azulea. Su contribución neta al espectro de potencias es también de tipo oscilatorio, ya que las velocidades del fluido de fotones corresponden a oscilaciones. Tanto el efecto Doppler como las anisotropías intrínsecas anteriormente descritas dictan la forma del espectro de potencias en escalas angulares menores que 1° , es decir, dentro del horizonte en recombinación.

- Efectos gravitatorios.** También conocido como *efecto Sachs-Wolfe*, en honor a dos científicos, el biólogo y astrónomo germano-estadounidense Rainer K. Sachs (n. 1932) y el astrofísico norteamericano Arthur M. Wolfe (1939-2014) que lo propusieron por primera vez en 1967. Físicamente, corresponde al desplazamiento al rojo que sufren los fotones del FCM en el seno de un potencial gravitatorio. Se trata de una consecuencia de la relatividad general de Einstein: el tiempo transcurre más lentamente en el seno de un campo gravitatorio, y por lo tanto, la luz emitida dentro de ese campo se enrojece.



Arthur Wolfe (en la imagen) hizo importantes contribuciones en la astronomía y junto a Rainer Sachs predijo el efecto Sachs-Wolfe, esencial para la cosmología moderna.

tiempo, aquellas escalas características asociadas a las distancias que pueden recorrer los fotones en ese tiempo quedarán necesariamente diluidas. En el caso de nuestro universo, la escala de difusión corresponde a unos 10 Mpc, y se la suele denominar *escala de Silk*, ya que el proceso de la difusión de fotones en el caso del fondo cósmico de microondas fue descrito en primer lugar por el astrofísico británico Joseph Silk (n.1942) en el año 1968. La masa asociada a esa escala característica es precisamente la masa mínima de los objetos que pueden colapsar tras la recombinación y, como era de esperar, corresponde a la masa característica de una galaxia en el universo local. La existencia de la *difusión de Silk* queda impresa en el espectro de potencias de las anisotropías del FCM en forma de una disminución drástica de la amplitud de los picos acústicos cuando observamos multipolos mayores (o escalas menores). Si la recombinación fuese instantánea, y por tanto, la escala de Silk fuese nula, entonces todos los picos acústicos tendrían la misma amplitud. En escalas angulares de unos pocos minutos de arco, las anisotropías del FCM prácticamente desaparecen debido a este efecto de borrado por difusión de fotones.

LOS INGREDIENTES DE NUESTRO UNIVERSO

A partir del estudio del espectro de potencias de las anisotropías del FCM es posible extraer información de las condiciones iniciales y de los parámetros cosmológicos que describen nuestro modelo de universo.

El espectro de potencias de la figura 6 presenta múltiples oscilaciones, denominadas *picos acústicos*. Corresponden al modo principal de oscilación y sus armónicos, y la física que los genera está relacionada, como hemos visto, con el proceso del colapso gravitatorio de estructuras durante la época acústica. Se trata, por tanto, de ondas de sonido. El primer pico acústico, que tiene una mayor amplitud, aparece en escalas de 1° , o equivalentemente, en el multipolo $l=220$. Está relacionado con el tamaño del horizonte de sonido en recombinación, y separa dos regímenes bien diferenciados en el espectro de potencias.

Por un lado, las escalas angulares mayores (multipolos menores de $l=220$) corresponden a la relación entre regiones que estaban causalmente desconectadas en el momento de la recombinación. La presencia de anisotropías en esas escalas mayores del horizonte en recombinación aporta información acerca de las condiciones iniciales del universo, es decir, sobre los mecanismos físicos que establecen las fluctuaciones primordiales en la distribución de materia y que, en principio, pueden operar tanto fuera como dentro del horizonte. La información que podemos extraer de esta región del espectro corresponde a las propiedades estadísticas de las fluctuaciones primordiales generadas en inflación, como detallaremos en el siguiente capítulo.

Por otro lado, las escalas angulares menores que ese armónico principal (es decir, multipolos mayores de $l=220$) corresponden a la física que ocurre dentro del horizonte en recombinación y, por tanto, a procesos de tipo causal. Reflejan la presencia de oscilaciones acústicas, y quedan completamente descritos, desde un punto de vista teórico, una vez que especificamos los ingredientes del universo, es decir, las cantidades de materia ordinaria, materia oscura, energía oscura y fotones que constituyen el modelo.

Vemos entonces la razón por la cual el estudio de las anisotropías del FCM se ha convertido en una herramienta esencial para la cosmología moderna. La física subyacente para predecir los picos acústicos del fondo de microondas es muy sencilla y robusta: se trata simplemente de resolver las ecuaciones de Einstein para la gravedad junto con las ecuaciones de evolución de los constituyentes del universo (ecuación de Boltzmann), en un régimen en el que existen pequeñas desviaciones respecto a la homogeneidad. Es lo que solemos llamar en física *perturbaciones lineales*. La comparación con el espectro de potencias observado nos proporciona así una medida limpia de los constituyentes del universo. En el modelo resultante, denominado Λ CDM (del inglés *Lambda Cold Dark Matter*), Λ representa la constante cosmológica y CDM la materia oscura fría, y tiene solamente seis parámetros libres. Lo fascinante es que con esos seis parámetros somos capaces de describir completamente esa medida directa de las anisotropías del FCM en recombinación,

LOS PICOS ACÚSTICOS DEL FCM Y LOS PARÁMETROS COSMOLÓGICOS

La medida detallada de las oscilaciones de Sájarov o picos acústicos del espectro de potencias del fondo cósmico de microondas nos permite extraer información sobre los parámetros globales que describen el universo.

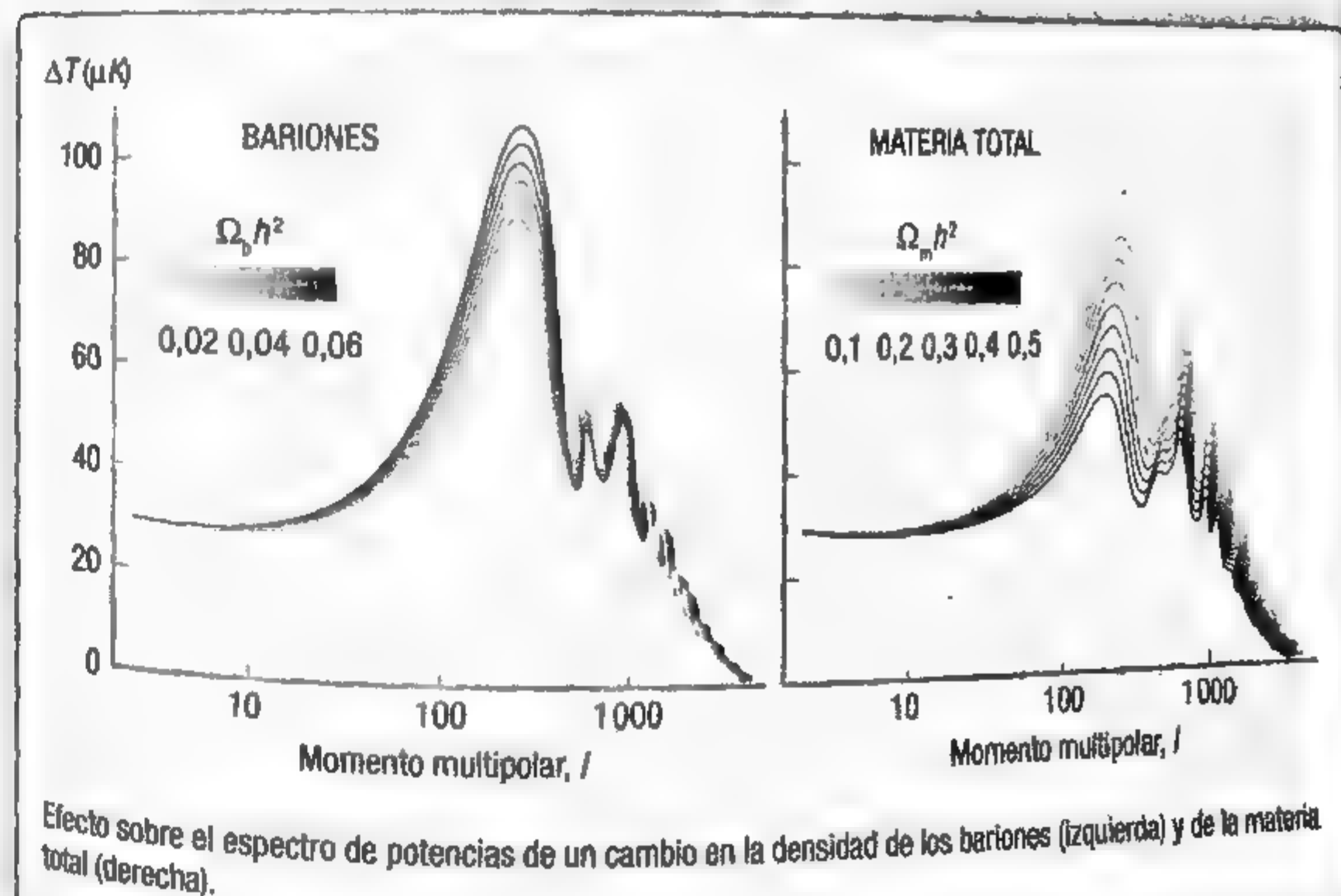
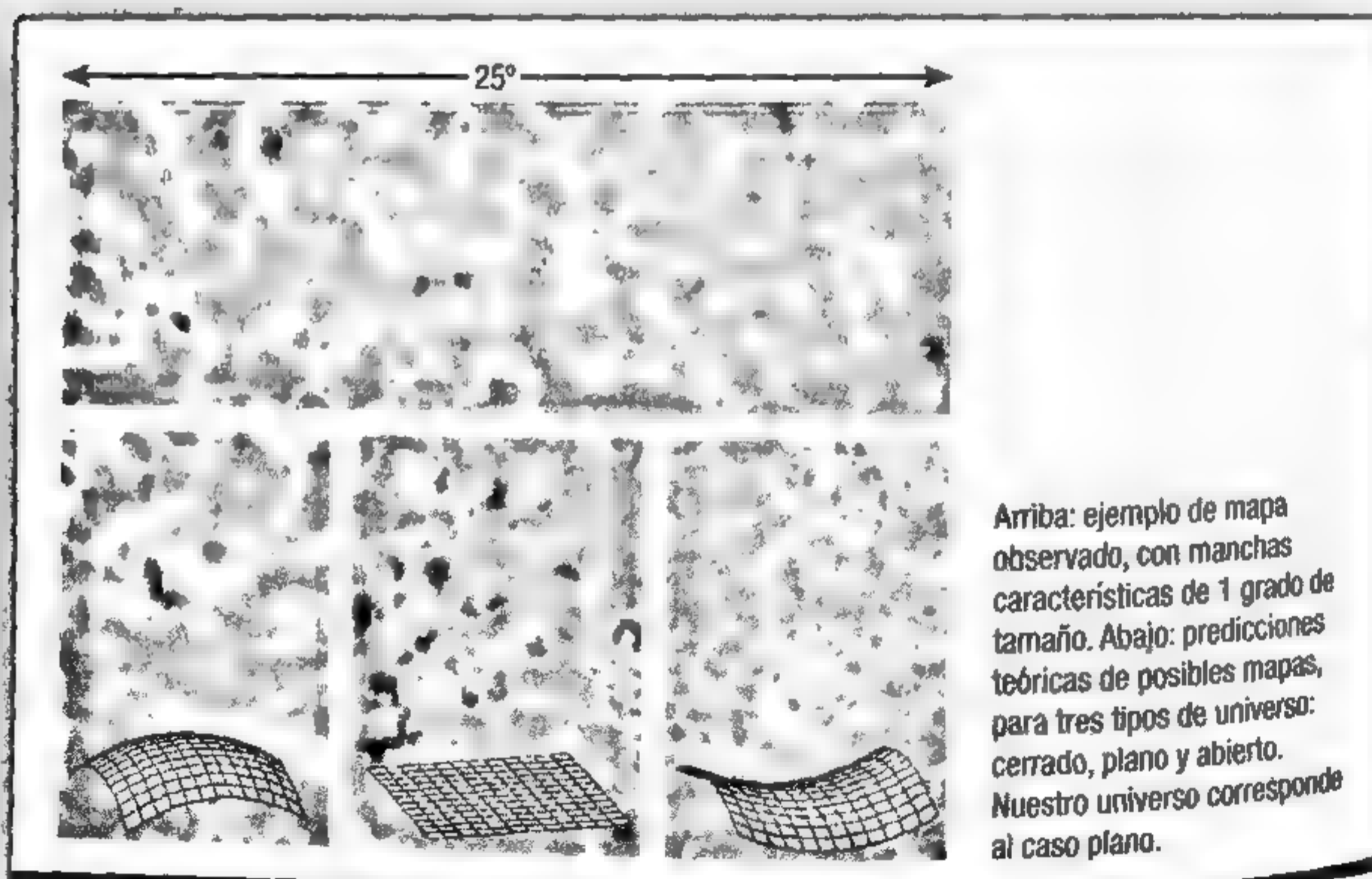
El primer pico acústico: la geometría del universo

Uno de los parámetros físicos que mejor puede determinarse a partir del espectro de potencias de las anisotropías del FCM es la posición del primer pico acústico. Las medidas de Planck lo determinan con una precisión superior al 0,6%. Aunque es necesario un análisis estadístico completo de todo el espectro de potencias para extraer de forma conjunta todos los parámetros cosmológicos, es posible obtener una idea muy aproximada de la geometría global del universo, a partir de la posición de ese primer pico. Físicamente, este corresponde al tamaño angular del horizonte de sonido en la recombinación. Su tamaño físico en coordenadas comóviles (es decir, extrapolando su tamaño al momento actual pero descontando el efecto de la expansión) es de unos 145 Mpc, equivalentes a 470 millones de años-luz. Comparando su tamaño físico con el tamaño angular al cual lo observamos es posible obtener una sencilla estimación de la geometría global del cosmos, usando un argumento que tiene que ver con la propagación de haces de luz en un universo en expansión. Las soluciones de Friedmann a las ecuaciones de la relatividad general de Einstein nos dan tres tipos de posibles geometrías para el universo: abierto, plano o cerrado. El cerrado tiene un origen en el tiempo, llega a un tamaño máximo y vuelve a colapsar por efecto de la gravedad. Un universo abierto, por el con-

trario, se expande de forma indefinida. Y el plano corresponde a un caso límite de transición entre los otros dos, en el que tenemos expansión indefinida, pero asintóticamente el ritmo de expansión se hace cero. Los datos de la misión Planck muestran que el universo es plano.

Segundo y tercer pico acústico: midiendo los bariones y la materia oscura

El cociente relativo entre bariones y fotones determina la amplitud de las oscilaciones acústicas. Dichas oscilaciones corresponden a una situación de equilibrio entre dos fuerzas contrapuestas: la gravedad, parametrizada en términos de la cantidad de bariones, y la presión de radiación, que depende de la abundancia de fotones. Los picos pares e impares que aparecen en el espectro de potencias del FCM reflejan, respectivamente, los modos de oscilación correspondientes a compresiones y extensiones del fluido de bariones. Así, por ejemplo, el segundo pico acústico representa la primera compresión de la onda acústica. La amplitud de dicha onda es proporcional a la cantidad de bariones existentes: cuanto mayor sea la cantidad de bariones, mayor es la relación de alturas entre el primer pico y el segundo. Así que, leyendo la relación de alturas entre esos dos picos, podemos inferir la densidad de bariones. El tercer pico acústico empieza a mostrar efectos del cociente de materia total y radiación. Si fijamos la cantidad de bariones (materia ordinaria), al aumentar la contribución de la materia oscura a la materia total se altera también la amplitud relativa de las oscilaciones acústicas, y por tanto, modifica el cociente relativo de alturas del tercer pico a los otros dos anteriores. En nuestro universo, la densidad de materia oscura es dominante sobre la materia ordinaria.



que contiene más de 2000 puntos estadísticamente independientes y que muestra, al menos, ocho picos acústicos.

Atendiendo solo a los constituyentes del universo, el mejor modelo que ajusta los datos de Planck corresponde a un modelo plano (sin curvatura). La densidad de energía del cosmos en el momento actual está dominada por la energía oscura, que da cuenta de un 68,5% del total, y puede ser descrita como una constante cosmológica (Λ). Además, la materia oscura contribuye con un 26,6%, y la materia ordinaria con un 4,9%.

El valor que se obtiene para la constante de Hubble en el momento actual es de $H_0 = 67,8 \pm 0,9$ km/s/Mpc, y probablemente haya sido uno de los resultados más llamativos de la misión Planck, ya que las medidas que se tenían en el universo local del ritmo de expansión proporcionaban valores ligeramente mayores, del orden de 70 a 72 km/s/Mpc. Investigar el origen de esa aparente discrepancia es uno de los temas abiertos más interesantes en la actualidad. Para ese conjunto de parámetros cosmológicos, la edad correspondiente al universo es de 13800 millones de años.

CAPÍTULO 4

La inflación cósmica

El modelo del Big Bang descrito por la relatividad general necesita el mecanismo de la inflación cósmica para establecer las condiciones iniciales del universo. Según este modelo, todas las estructuras que observamos provienen de fluctuaciones cuánticas generadas una fracción de segundo tras la gran explosión.

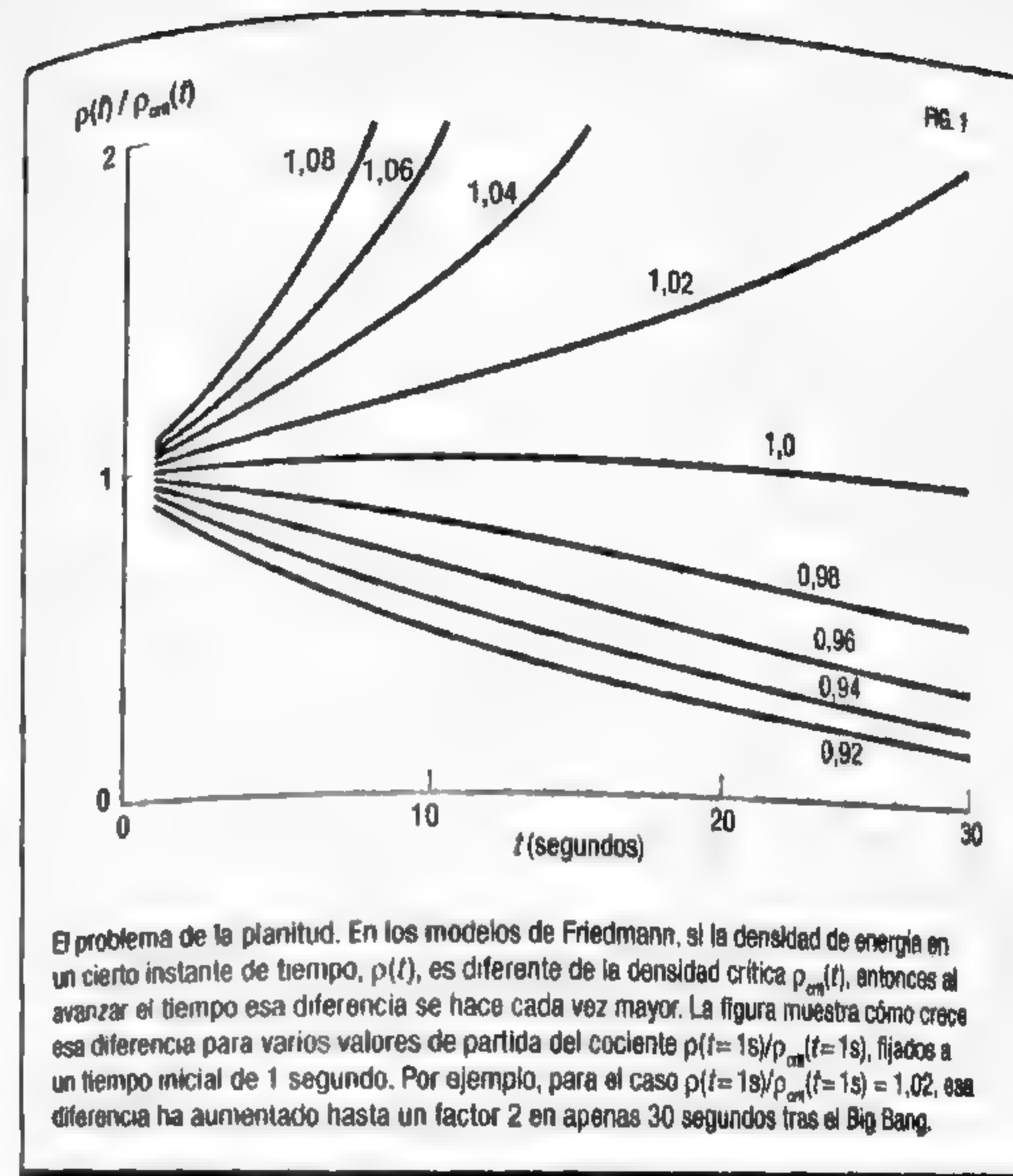
En los años setenta del siglo pasado, el modelo de Big Bang se encontró con una serie de problemas conceptuales muy complejos de resolver. El reciente descubrimiento del fondo cósmico de microondas suponía una prueba sólida de la existencia de un pasado caliente para el universo, y una demostración de evolución en el cosmos. Sin embargo, la gran homogeneidad de la radiación de fondo planteaba también, paradójicamente, una serie de problemas para el modelo.

El primer contratiempo es el denominado *problema del horizonte*, que surge en el marco de un universo finito en el tiempo, donde existe el concepto de horizonte relativista. Partimos de la base de que la velocidad de la luz es finita y representa, además, la velocidad máxima de propagación de cualquier señal en la naturaleza. Por ello, para un tiempo dado t , medido desde el inicio de los tiempos (el Big Bang), desde cualquier posición del universo, existe una distancia máxima a la que ha podido viajar la luz y, por tanto, un tamaño máximo en el que ha podido estar en contacto físico o «causal». Es decir que, *a priori*, dos puntos cualquiera del universo que se encuentren más alejados de esa distancia concreta no habrán podido nunca intercambiar entre ellos ninguna señal.

Durante el periodo de la recombinación, unos 380 000 años después del Big Bang, el horizonte relativista tenía un tamaño físico que, visto desde hoy día, corresponde aproximadamente a un tamaño aparente de unos dos grados en el cielo. Si observamos la temperatura del fondo de microondas en regiones que se encuentren separadas más de dos grados sobre el cielo, ¿cómo es posible que su temperatura sea esencialmente la misma, es decir, unos 2,725 K? ¿Cómo pudieron «ponerse de acuerdo» en la misma temperatura esas regiones que, en principio, nunca han estado en contacto causal?

El segundo dilema es el *problema de la planitud*. Estudiando las soluciones de Friedmann a las ecuaciones de Einstein, es sencillo demostrar que la solución del universo plano, es decir, aquella en la que la densidad de energía del universo es igual a la crítica, es una *solución inestable*. Esto quiere decir que, si en cualquier instante t de la evolución del universo nos encontramos que la densidad total de energía, $\rho(t)$, es diferente a la densidad crítica $\rho_{crit}(t)$, entonces la evolución posterior hará aumentar esa diferencia (figura 1). ¿Por qué suponía esto un problema? Desde principios de los años sesenta ya era conocido que la densidad de energía en el momento actual es muy cercana a la crítica. Por tanto, extrapolando hacia atrás en el tiempo, esto implicaba que al principio del universo la densidad de energía ρ tuvo que ser muy cercana a la densidad crítica, con una precisión exquisita. Por ejemplo, si en el momento actual la densidad de energía constituye el 80% de la densidad crítica, entonces en el momento de la nucleosíntesis, pocos minutos después del Big Bang, la densidad de energía tendría que diferenciarse de la densidad crítica en menos de una parte en diez mil billones. ¿Existe entonces un mecanismo físico que fija la densidad de energía al valor adecuado en el universo primitivo? ¿O es que, por alguna razón, el universo se ha generado con el valor justo de la densidad crítica?

El tercer problema es la cuestión de los *monopolos magnéticos*. De índole teórica, estaba relacionado con la fundamentación física de lo que ocurre cerca del origen del tiempo en un



El problema de la planitud. En los modelos de Friedmann, si la densidad de energía en un cierto instante de tiempo, $\rho(t)$, es diferente de la densidad crítica $\rho_{crit}(t)$, entonces al avanzar el tiempo esa diferencia se hace cada vez mayor. La figura muestra cómo crece esa diferencia para varios valores de partida del cociente $\rho(t=1s)/\rho_{crit}(t=1s)$, fijados a un tiempo inicial de 1 segundo. Por ejemplo, para el caso $\rho(t=1s)/\rho_{crit}(t=1s) = 1.02$, esa diferencia ha aumentado hasta un factor 2 en apenas 30 segundos tras el Big Bang.

universo descrito por un modelo de Big Bang caliente. Extrapolando hacia atrás en el tiempo, en algún momento del pasado cerca del instante inicial, llegarían a darse las condiciones físicas de energía que sugerían las *Teorías de Gran Unificación* (GUT, por sus siglas en inglés) en los años setenta. Estas teorías GUT proponen una extensión del modelo estándar de la física de partículas para describir la unificación de tres de las fuerzas fundamentales de la naturaleza: la electromagnética, la fuerte y la débil. Una predicción inevitable de ese tipo de teorías GUT era la generación de un tipo de partículas elementales hipotéticas llamadas *monopolos magnéticos*, que se comportarían como imanes aislados con un único polo mag-

nético. Estos objetos exóticos jamás se han observado en la naturaleza. De haberse creado en el inicio del universo, esas partículas dominarían la densidad de energía en el momento actual por muchos órdenes de magnitud, con lo que el cosmos sería muy diferente a como lo conocemos hoy día. En la actualidad, las teorías más recientes de física fundamental predicen otro tipo de «partículas vestigio» de esos instantes iniciales, como los *gravitinos* que, esencialmente, producen el mismo tipo de problema que los monopolos magnéticos.

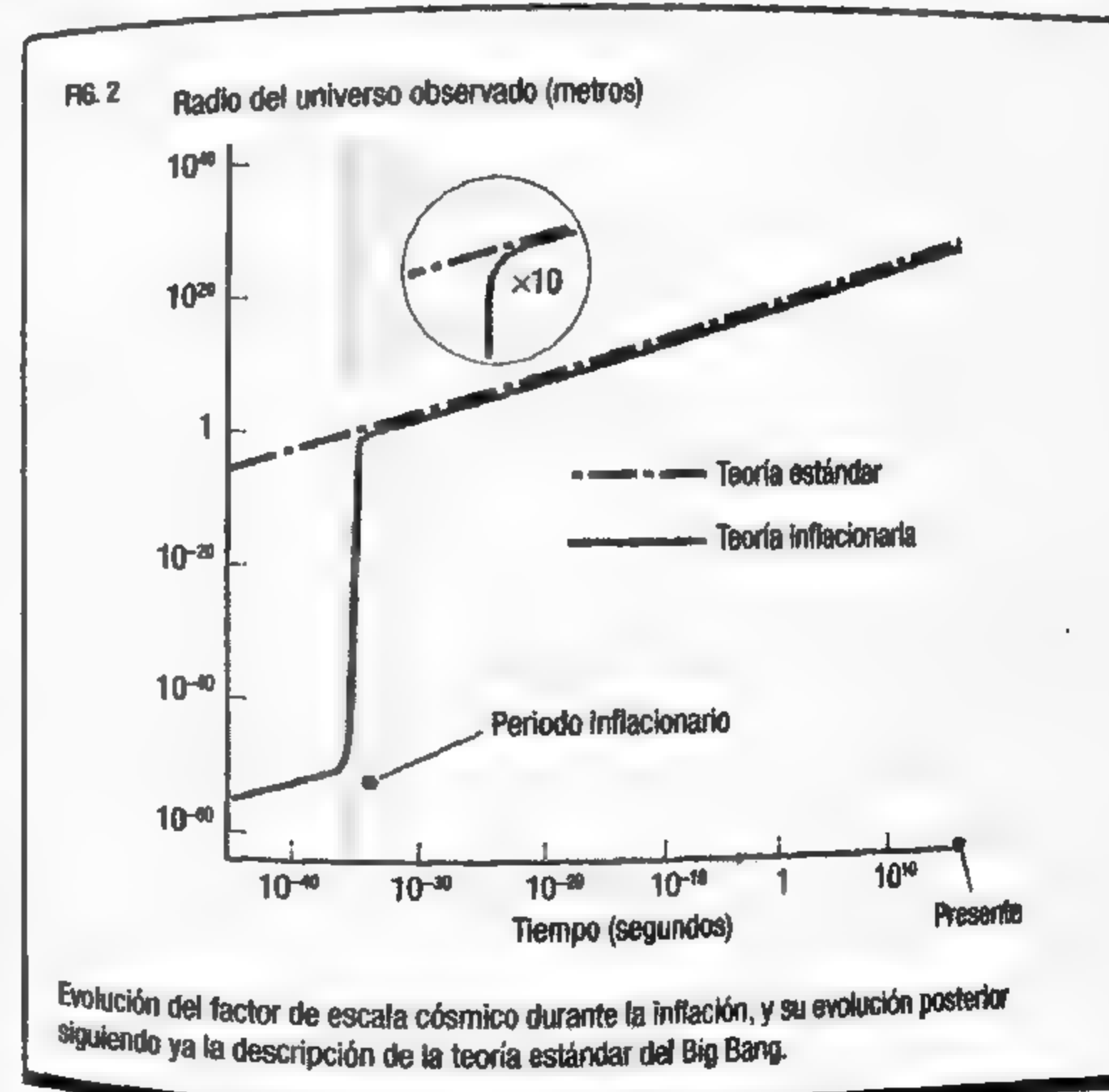
EL PARADIGMA INFLACIONARIO COMO SOLUCIÓN

La teoría de la inflación fue propuesta por el cosmólogo estadounidense Alan Guth (n. 1947) en un artículo del año 1981, y fue posteriormente revisada hasta su forma actual por físicos como Andréi Linde, Paul Steinhardt y Alexei Starobinsky. Como físico teórico, la motivación original de Guth era intentar resolver el problema de los monopolos magnéticos. Allá por el año 1980, Guth se encontraba en la Universidad de Cornell, en Ithaca, Nueva York, y asistió a un seminario sobre el problema de la planitud que impartió un profesor visitante de la Universidad de Princeton, Nueva Jersey, que ya ha aparecido en esta historia: Robert Dicke. Guth quedó intrigado por la idea de que la teoría del Big Bang estándar es incompleta, y que era necesario buscar un añadido para explicar el aparente ajuste fino de las condiciones iniciales del universo. Como vamos a ver, la solución que Guth propuso para resolver la cuestión de los monopolos magnéticos también solventaba los otros dos problemas de la cosmología estándar.

El mecanismo de la *inflación* es conceptualmente muy simple: se trata de una época en la evolución del universo en la cual el factor de escala, $a(t)$, se acelera con el tiempo. Desde un punto de vista matemático, el término «inflación» equivale a decir «aceleración del factor de escala cósmico». Sin embargo, para que eso ocurra durante una determinada época en la evolución del universo, es necesario que en ese momento se cumpla la desigualdad

$(\rho + 3p/c^2) < 0$. En esta expresión, ρ es la densidad de energía, p es la presión y c es la velocidad de la luz. La densidad de energía es generalmente algo positivo. Así que, para conseguir que esa combinación sea negativa, necesitamos que la presión del componente mayoritario en el universo... ¡sea negativa! Cuando se dan esas condiciones, el factor de escala del universo se expande más rápidamente que la luz, de forma exponencial (figura 2). Tras esa breve fase de expansión acelerada, el cosmos continuaría su expansión decelerada, tal como describen las ecuaciones de Friedmann.

Una expansión tan rápida durante una pequeña fracción de segundo resuelve de forma natural los tres problemas que se habían planteado. Por un lado, este tipo de expansión descomunal «aplana» la curvatura del universo, acercando exponencialmente la densidad de energía a la densidad crítica, proporcionando así una solución al problema de la planitud



PRECURSORES DE LA IDEA DE INFLACIÓN

Como ocurre muchas veces en ciencia, antes de la propuesta de la inflación ideada por Alan Guth (en la fotografía) ya existían ideas precursoras que apuntaban hacia la existencia de un periodo de expansión exponencial en el universo (en la figura, una representación). La primera de ellas es la propuesta que hizo en 1917 el mismo Einstein sobre la existencia de una constante cosmológica que modificaba sus ecuaciones de la relatividad general. Como se demostró más tarde, un modelo de universo sin materia y dominado por una constante cosmológica positiva se expande de forma exponencial. A este modelo se le denomina *universo de De Sitter*, en honor a su proponente, el matemático y físico neerlandés Willem de Sitter. A finales de los años sesenta, el ya nombrado Yakov B. Zeldovich se dio cuenta de que, en el contexto de la mecánica cuántica, el vacío podría imaginarse como



una entidad con una densidad de energía diferente de cero y, por tanto, su contribución a las ecuaciones de Einstein se comportaría, a efectos prácticos, exactamente igual que lo hace una constante cosmológica. Esta interpretación es una de las más extendidas en la física actual. En 1974, el físico teórico ruso-estadounidense Andrei Linde (n. 1948) propuso que ciertas transiciones de fase en el universo primitivo asociadas a partículas con masa producirían necesariamente cambios en la densidad de energía promedio del universo, con lo que, nuevamente, de forma efectiva, volverían a aparecer términos en las ecuaciones de Einstein que se comportarían como una constante cosmológica.

El modelo de Starobinsky

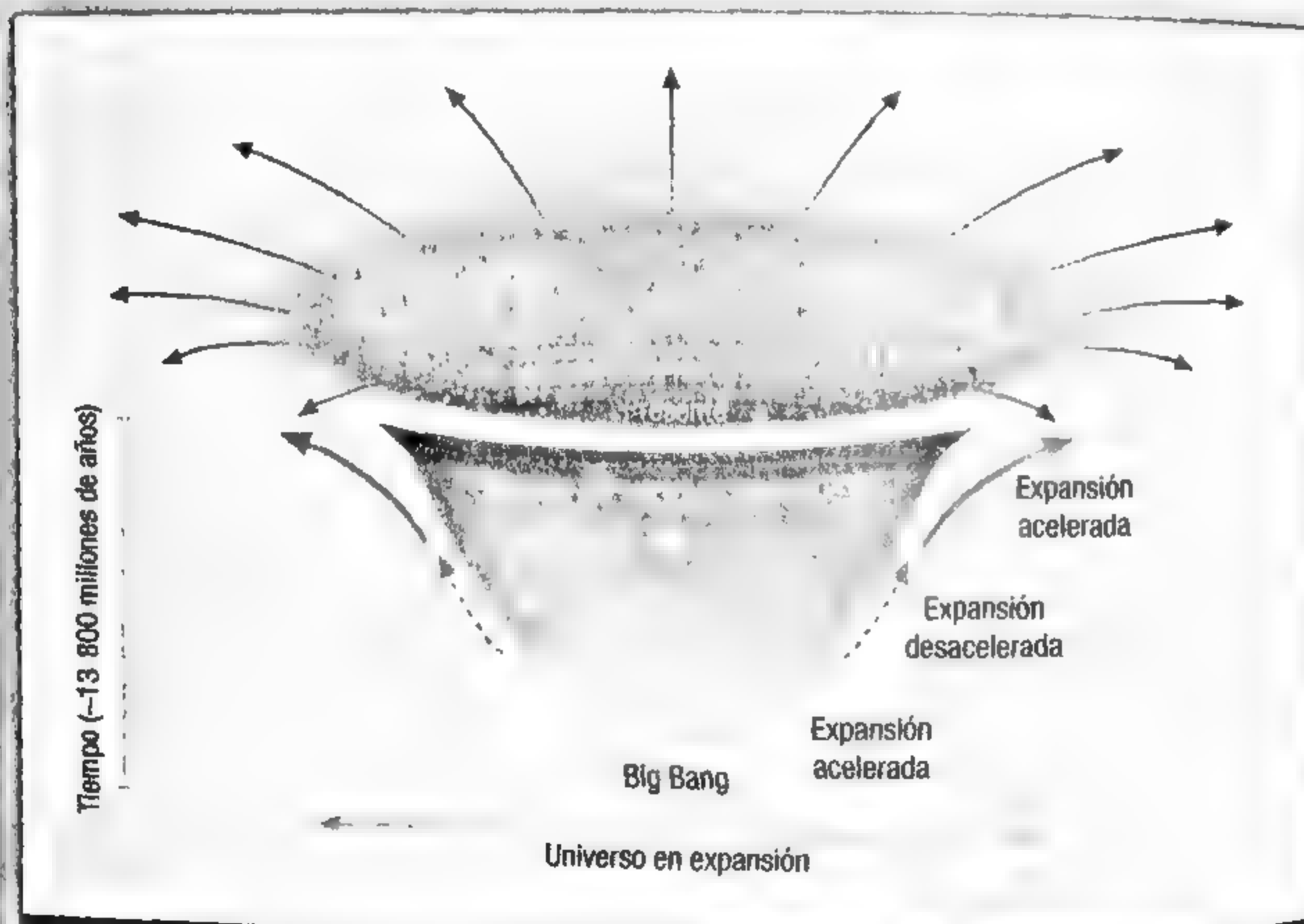
Poco después, en 1980, el astrofísico ruso Alexei A. Starobinsky (n. 1948) demostró que las correcciones cuánticas a la relatividad general deberían ser importantes en el universo primitivo, y propuso una extensión de las ecuaciones de Einstein con un término adicional que solamente es relevante cuando los efectos de curvatura del espacio-tiempo son muy grandes, tal como ocurre cerca del Big Bang. El modelo de Starobinsky produce de forma natural un periodo de expansión exponencial muy cerca de la época de Planck, eliminando la singularidad que aparece en el modelo estándar del Big Bang. Esta fase de expansión exponencial finaliza una vez que los efectos de la curvatura del espacio-tiempo en el universo dejan de ser importantes. Podría decirse que este modelo de Starobinsky fue el primer modelo físico de la inflación. Sin embargo, sorprendentemente... ¡fue propuesto antes de la idea misma de inflación!

Rotura espontánea de la simetría

En octubre de 1980, el astrofísico griego Demosthenes Kazanas (n. 1950) publicó un artículo titulado «Dinámica del universo y rotura espontánea de la simetría». En él extendió las ideas de Linde sobre la existencia de una densidad de energía del vacío asociada a transiciones de fase en el universo primitivo, y sugirió que un periodo de expansión exponencial podía resolver el problema del horizonte. El concepto de rotura espontánea de la simetría está asociado, en física de partículas, a esas transiciones de fase. Casi al mismo tiempo, el astrofísico japonés Katsuhiko Sato (n. 1945) publicó un resultado en 1981 sobre la generación de materia y antimateria en nuestro universo, y demostró que era necesaria una fase de expansión exponencial para poder eliminar un cierto tipo de defecto topológico denominado *paredes de dominio*, que aparecerían como fronteras de separación entre regiones dominadas por materia y por antimateria.

La formulación de Alan Guth

A pesar de todas estas ideas precursoras, fue Alan Guth en 1981 el primero en formular una imagen física completa para la inflación. Aunque, curiosamente, su modelo era imperfecto porque no contenía un mecanismo físico para que la inflación finalizase. Esto fue corregido por los modelos de Andrei Linde (1982, 1983), y de Albrecht y Steinhardt (1982), que ya incluían de forma natural una transición suave desde la fase de inflación hacia la fase clásica de expansión según las ecuaciones de Friedmann.



(figura 3). El problema del horizonte se resuelve también de forma natural: todas las regiones que observamos en el mapa del fondo de microondas con la misma temperatura estuvieron en contacto causal antes de la inflación y, por tanto, tenían la misma temperatura. La inflación separó enormemente esas regiones, pero como la homogeneización ocurrió antes de la inflación, hoy día las observamos con la misma temperatura. Por último, esa expansión tan dramática del factor de escala

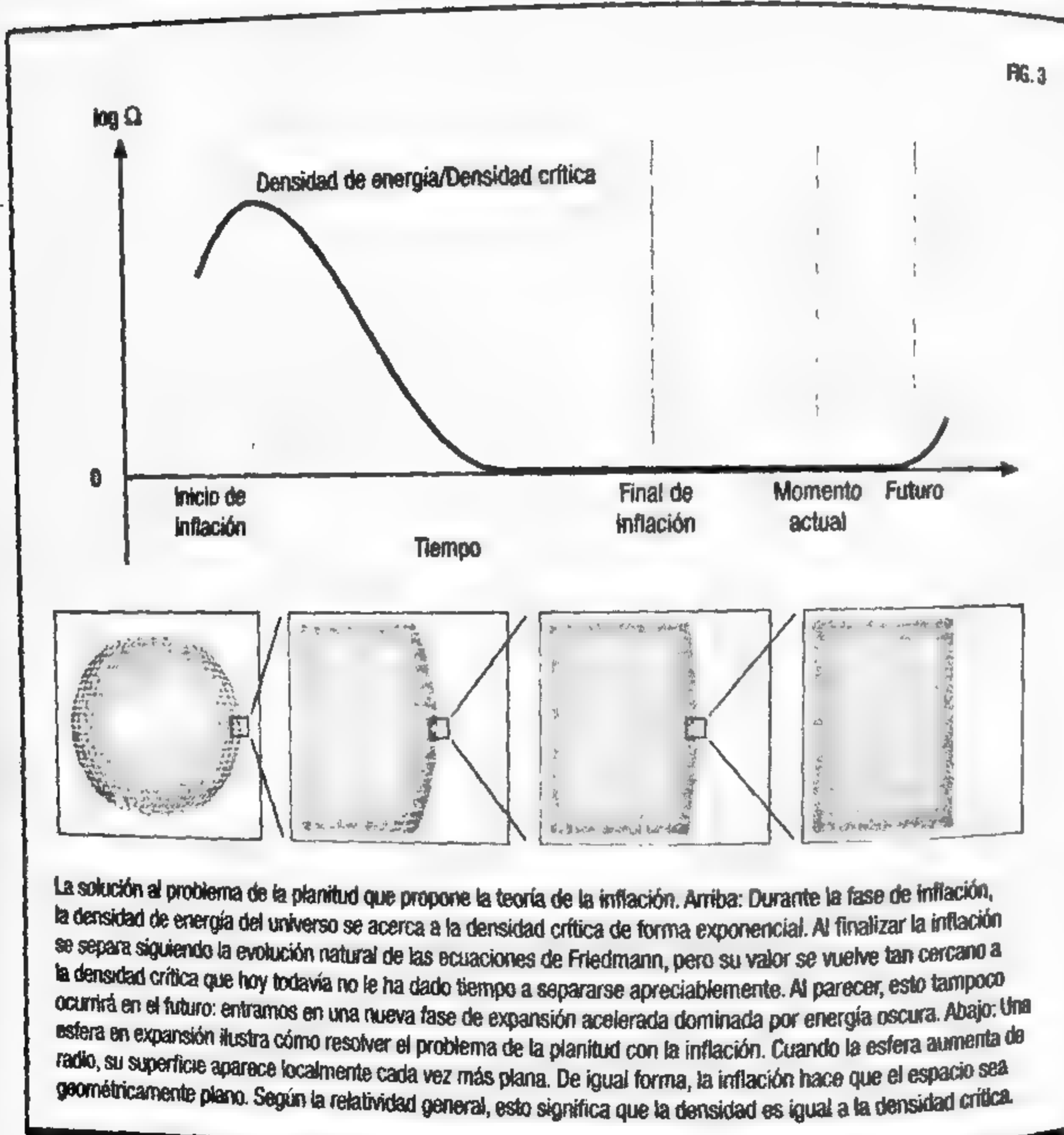
cósmico diluye en un volumen descomunal las posibles partículas vestigio de esas teorías GUT y, por lo tanto, hoy día deberían ser indetectables.

¿Cuánto debe durar la inflación para resolver estos problemas? Se puede usar como referencia el problema de la planitud para realizar esa estimación. Dada la edad actual del universo, de unos 13800 millones de años, el valor de la densidad total de energía al final de la inflación, en un tiempo 10^{-34} segundos, no podía diferenciarse en más de una parte en 10^{52} con respecto a la densidad crítica. De lo contrario, la densidad en el momento actual sería muy diferente a la crítica. Así que el factor de escala del universo debió crecer en la inflación... ¡en un factor 10^{24} ! Como se suele decir en cosmología, el cosmos creció en apenas una fracción de segundo desde un tamaño muchísimo menor que el radio de un átomo hasta el tamaño de un melón.

INFLACIÓN Y FÍSICA DE PARTÍCULAS

Para conseguir una época de expansión acelerada en el universo se necesita que la componente que domine la densidad de energía tenga una presión negativa. ¿Es posible conseguir esto en la naturaleza? Pues la respuesta es que sí. La forma más sencilla de hacerlo es añadir una constante positiva a las ecuaciones de la relatividad general. La idea original fue de Albert Einstein y a ese término adicional se le denomina la *constante cosmológica*. Como hemos visto, las soluciones de Friedmann conducían necesariamente a un universo dinámico, así que Einstein, movido por un fuerte convencimiento filosófico de que el universo debía ser estático, introdujo esa modificación a sus ecuaciones para intentar contrarrestar el efecto de atracción de la gravedad. Según un pasaje que aparece en la autobiografía de George Gamow, Einstein posteriormente se arrepintió de haber introducido la constante cosmológica, y la llamó «el mayor error de su carrera científica».

Pues bien, cuando la densidad de energía del universo está dominada por una constante cosmológica positiva, el tipo de so-



EL UNIVERSO DE DE SITTER, DOMINADO POR UNA CONSTANTE COSMOLÓGICA

En 1917 Willem de Sitter propuso el ejemplo más sencillo de universo inflacionario, sin materia pero con una constante cosmológica Λ , conocido como universo de De Sitter. El matemático neerlandés compartía con Einstein la convicción de que el universo debía ser estático, y «su universo» aparentemente lo era. Sin embargo, Arthur Eddington y el físico alemán Hermann Weyl mostraron en 1993 que, si en un universo de De Sitter se introducen unas diminutas partículas de prueba como marcadores de las posiciones en ese espacio, estas necesariamente se alejarán exponencialmente. Así que, en realidad, la solución de De Sitter correspondía ya un universo en expansión exponencial. Si describimos esa constante cosmológica como un fluido dentro de las ecuaciones de Einstein, es posible asignarle un valor de la densidad de energía y la presión, que vienen dados por:

$$\rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{8\pi G}, \text{ y } p_\Lambda = -\rho_\Lambda c^2,$$

una constante cosmológica positiva que equivale a un fluido con presión negativa. Las ecuaciones de Friedmann para ese universo nos permiten calcular el ritmo de expansión (la constante de Hubble), descrito por la ecuación:

$$H = \sqrt{\frac{8\pi G}{3} \rho_\Lambda} = \sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}}$$

en el caso de un modelo plano sin curvatura. Para este tipo de universo, la constante de Hubble es realmente una constante, y no cambia con el tiempo. La evolución del factor de escala cósmico, $a(t)$, tiene una solución de la forma:

$$a(t) \sim \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda c^2}{3}} t\right).$$

La inflación que viene

En este tipo de universo el factor de escala cósmico crece de forma exponencial, mucho más rápido que en los modelos dominados por materia o radiación. Desde finales de los años noventa, sabemos que hoy nuestro universo empieza a estar dominado por una componente de energía oscura, descrita como una constante cosmológica. Está entrando en una nueva etapa de inflación y, en el futuro, el factor de escala cósmico crecerá de nuevo de forma exponencial. Cabe resaltar que un universo de De Sitter tiene un horizonte de sucesos finito. Eso quiere decir que, por mucho que esperemos, en ese universo existe una distancia máxima a la que un rayo de luz emitido en cualquier instante de tiempo puede viajar.

lución que encontramos a las ecuaciones de Friedmann es lo que se conoce como *modelo de De Sitter*, y corresponde a un universo en expansión exponencial. Así que

una posible forma de explicar la inflación que ocurre una fracción de segundo después del Big Bang sería suponer que, durante un pequeño lapso de tiempo, la densidad de energía del universo estuvo dominada por una constante cosmológica. Sin embargo, esta solución para la inflación no re-

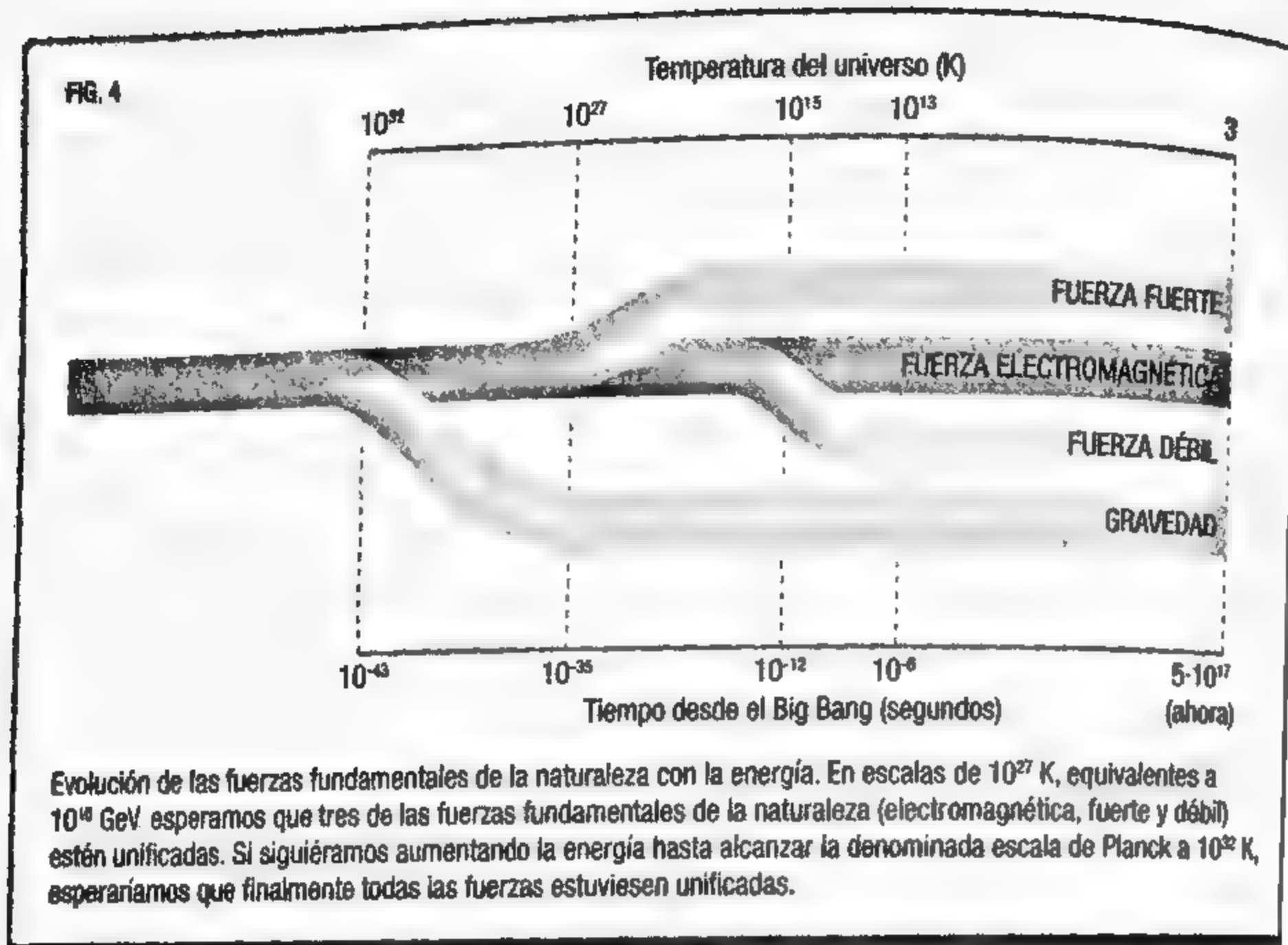
sulta nada convincente desde un punto de vista teórico. ¿Cuál es la razón física por la que el universo pasa a estar dominado, en una cierta fase de su evolución, por una constante cosmológica, que luego desaparece más tarde en la evolución? O en otras palabras, ¿existe un modelo físico que, de manera natural, produzca la inflación?

La propuesta original de Guth del mecanismo de la inflación sí que estaba motivada por una teoría física. Guth supo de la existencia de las denominadas teorías de gran unificación tras asistir a dos conferencias que impartió el físico estadounidense y premio Nobel Steven Weinberg (n. 1933), e incorporó estas ideas a su modelo. Estas teorías proponen que cuando se consideran escalas de energía cada vez mayores, llegará un momento en el que tres de las cuatro fuerzas fundamentales de la naturaleza (que, recordemos, son la electromagnética, la fuerza fuerte y la fuerza débil) habrían estado unificadas (figura 4). Esta transición debió ocurrir en escalas de energía de 10^{27} K, es decir, alrededor de 10^{-34} s tras el Big Bang. Guth se imaginó el proceso de la inflación asociado precisamente a esa *transición de fase* en la que la fuerza fuerte se separa de las otras dos.

Una transición de fase es un cambio drástico en las propiedades de un sistema físico que se da cuando se calienta o se enfría. El concepto nos resulta muy familiar, ya que estamos acostumbrados a observar en la vida cotidiana las transiciones de fase del agua cuando, al elevar su temperatura, pasa de hielo a agua, o de agua a

Es tentador preguntarse si, en principio, sería posible crear un universo en el laboratorio —o en el patio trasero— mediante procesos creados por el hombre.

ALAN GUTH



vapor. Pues bien, se cree que el universo atravesó por una serie de transiciones de fase mientras se iba expandiendo y, por tanto, enfriando, y que la inflación fue el resultado de una de esas transiciones de fase, asociada a la separación de las tres fuerzas que describen las teorías de gran unificación.

En física de partículas, las transiciones de fase están controladas por un tipo inusual de materia denominado *campo escalar cuántico*. El único ejemplo que hemos observado hasta ahora en la naturaleza de un campo escalar cuántico fundamental es el *campo de Higgs*, predicho por el físico británico Peter Higgs ya en los años sesenta. Su excitación o partícula asociada, el *bosón de Higgs*, fue descubierto recientemente en el acelerador de partículas europeo LHC, en el CERN. El campo de Higgs se asocia a la transición de fase *electrodébil*, cuando las fuerzas electromagnética y nuclear débil se separaron, aunque esto ocurrió en escalas de energía mucho menores que las relevantes para la inflación, del orden de 10¹⁶ K.

En principio, en escalas de energía de gran unificación, unos 10³⁴ s tras el Big Bang, podrían existir otros campos escalares diferentes al de Higgs. Según la naturaleza última de la transición de fase de gran unificación podríamos encontrar campos escalares que se comportasen de manera efectiva como si tuviesen presión negativa. Es decir que, desde un punto de vista dinámico, se comportarían como una constante cosmológica. Una vez que la transición de fase finaliza, el campo escalar decae y la expansión exponencial termina. En ese proceso de decaimiento, se producirían una gran cantidad de partículas y radiación, que llenarían y calentarían el universo. Es lo que se conoce como *fase de recalentamiento*. Siguiendo la analogía de una transición de fase como la que ocurre en el agua, el recalentamiento viene a ser la liberación de la energía que estaba acumulada en forma de calor latente durante el cambio de fase.

El estudio de la inflación es un campo muy activo en los últimos años. Se han realizado enormes esfuerzos para encontrar una descripción física de las fuerzas que dan lugar a la expansión exponencial. En la actualidad, además de las teorías de gran unificación, se está investigando con mucho interés una idea alternativa conocida como *supersimetría*. La idea postula que, para cada partícula fundamental del modelo estándar de física de partículas, debe existir una partícula asociada con características similares pero con una masa mayor. Estas parejas de partículas habrían tenido propiedades similares en el universo primitivo, de manera que, en algún momento del pasado, una transición de fase habría llevado al estado actual con masas bien separadas.

Aunque existe un consenso general sobre una descripción efectiva de un modelo de inflación, el modelo físico subyacente todavía es desconocido. Así que la información que se pueda extraer de las observaciones del universo es esencial para restringir la naturaleza última de lo que ocurre a esas escalas de energía.

DE FLUCTUACIONES CUÁNTICAS Y ANISOTROPIAS

Podemos afirmar que la teoría de la inflación es un *mecanismo para implementar el principio cosmológico*. Tras la inflación,

tenemos de forma natural las condiciones de homogeneidad e isotropía que observamos en la actualidad, que constituyen la base de nuestro modelo de universo. Sin la introducción de dicho mecanismo, deberíamos aceptar que el principio cosmológico es una simetría fundamental de la naturaleza.

Sin embargo, la razón por la cual la inflación se ha establecido como el paradigma de referencia en nuestra comprensión del cosmos tiene que ver con una predicción adicional para la cual no estaba diseñada. Recordemos que, en escalas de tiempo de 10^{-33} s, la inflación amplifica tamaños mucho menores que la dimensión de un átomo, hasta escalas macroscópicas. Dicho de otra forma: si extrapolamos hacia atrás en el tiempo, todo el universo observable en la actualidad se encontraba reducido al tamaño de un átomo.

De forma natural, la inflación predice que durante el proceso de expansión exponencial también se generarán pequeñas fluctuaciones cuánticas que quedarán impresas en la distribución de energía en aquellos instantes. Aunque esas fluctuaciones aparecen inicialmente en escalas subatómicas, la rápida expansión inflacionaria las estira enormemente y, posteriormente, la gravedad las amplifica hasta formar las estructuras que vemos hoy día en el universo. La idea resulta fascinante: el mapa de anisotropías que observamos en el fondo de microondas, o las grandes estructuras que observamos en el cosmos actual... corresponden a la huella de fluctuaciones cuánticas generadas en la inflación. Así que, en un sentido amplio del concepto, realmente la inflación establece las condiciones iniciales de nuestro universo.

Las ideas físicas que subyacen a este concepto de generación de fluctuaciones cuánticas corresponden a desarrollos en la frontera en la física moderna, que surgen cuando se intenta combinar la teoría de la gravedad con la del mundo cuántico. Aunque en la actualidad no disponemos de una teoría unificada del todo, sí tenemos desarrollos parciales que nos dan pistas de cómo podría construirse esa teoría final. En 1975, el célebre astrofísico y divulgador británico Stephen Hawking (n. 1942) demostró que, si nuestra comprensión de la relatividad general y la teoría cuántica es correcta, entonces los agujeros negros no son realmente negros después de todo. Según Hawking, los efectos cuánticos produci-

dos en las cercanías de un agujero negro provocarían que el agujero emitiera una radiación térmica (de cuerpo negro) a una cierta temperatura T , que sería inversamente proporcional a la masa del objeto. Es lo que se conoce como *radiación de Hawking*.

En 1977, Hawking y su colega y compatriota Gary Gibbons (n. 1946) probaron que en un universo en expansión exponencial también existiría una radiación de Hawking asociada, con una temperatura proporcional a la constante de Hubble para ese modelo. La radiación térmica va siempre asociada, de forma inevitable, a la aparición de fluctuaciones térmicas generadas como consecuencia del movimiento de agitación de las partículas involucradas. Es de esperar, pues, que el proceso de la inflación también originara esas fluctuaciones térmicas iniciales.

¿Cuáles son las propiedades de esas fluctuaciones iniciales producidas en la inflación, las cuales quedaron impresas en la densidad de la materia y la energía al final del proceso? Los cálculos detallados al respecto fueron obtenidos por vez primera por los físicos V. Mukhanov y G.V. Chibisov en la Unión Soviética en 1981, y de forma independiente, en 1982, por Hawking, Starobinsky, Michael Turner y el propio Guth.

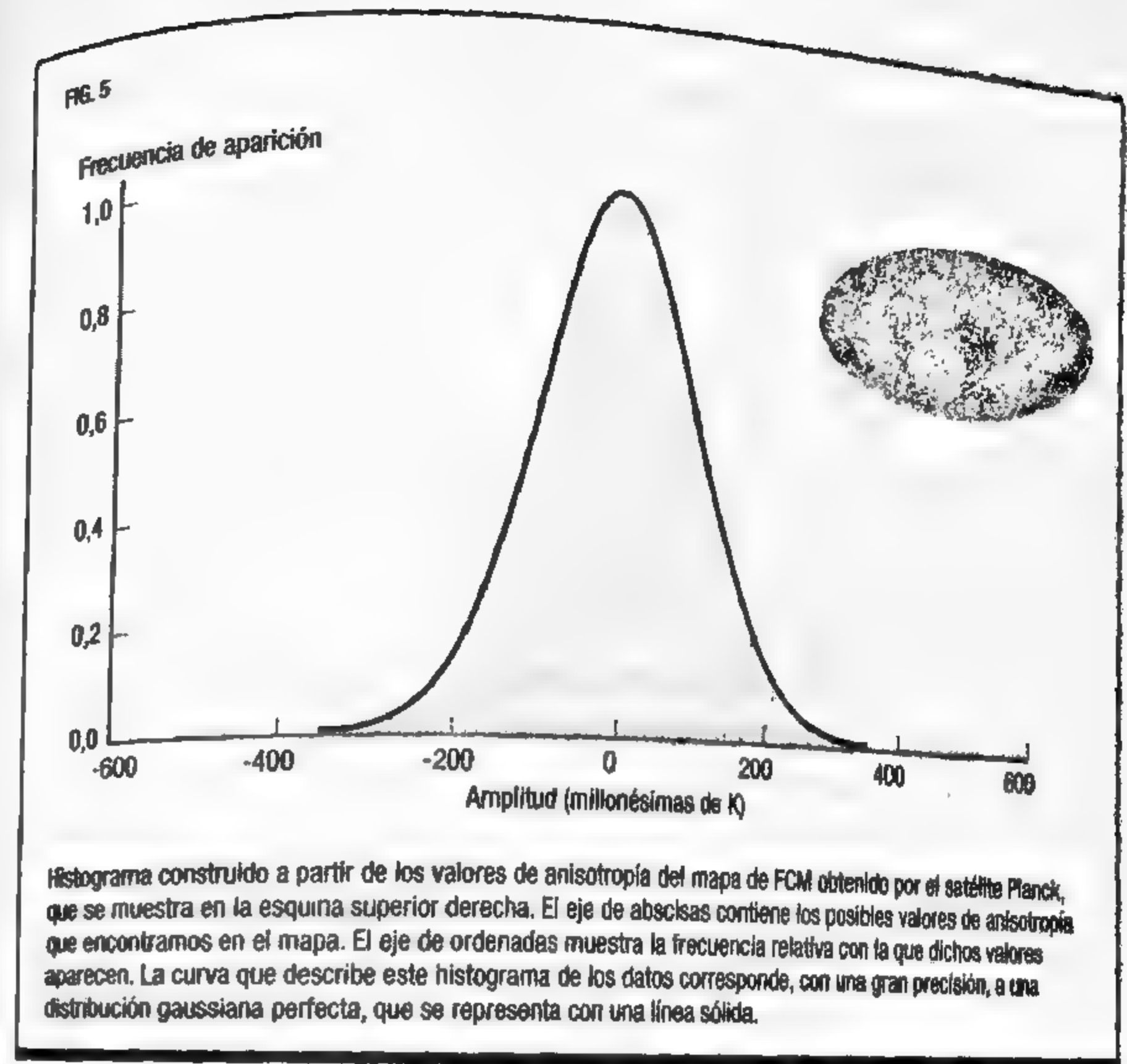
Las propiedades de las fluctuaciones cuánticas generadas en la inflación son esencialmente cuatro. En primer lugar, dado que el mecanismo de generación de fluctuaciones en inflación está basado en radiación térmica de Hawking, las fluctuaciones que se generen deben estar en equilibrio térmico entre ellas. A este tipo de fluctuaciones se las denomina *adiabáticas*, ya que corresponden a perturbaciones inducidas por cambios temporales.

La siguiente predicción está relacionada con la distribución estadística de la amplitud de las fluctuaciones. Dado que estas, en su origen, corresponden a minúsculas variaciones del campo escalar asociado a la transición de fase, estadísticamente deben responder a una *distribución gaussiana aleatoria*. Esta distribución debe su nombre al matemático y físico alemán Carl F. Gauss (1777-1855), y constituye una de las distribuciones fundamentales que aparece en procesos aleatorios en la naturaleza. ¿Por qué aparece ese tipo de distribución en el caso de la inflación? En física cuántica, la distribución gaussiana surge como la solución

de menor energía de un *oscilador armónico*, un modelo sencillo que representa un sistema que tiene oscilaciones alrededor de una posición de equilibrio. Pues bien, resulta que, sea cual sea el campo escalar que produzca la inflación y siempre que dicho campo fluctúe cerca de su energía de equilibrio, podremos aproximarlos con bastante precisión como un oscilador armónico, y así, la distribución que seguirán las fluctuaciones asociadas será una distribución gaussiana con un alto grado de precisión.

La tercera predicción tiene que ver con la distribución en tamaño de las fluctuaciones cuánticas originales. La predicción genérica de los modelos de inflación plantea que esa distribución de tamaños debe ser casi *independiente de la escala*. Es decir, la amplitud de las fluctuaciones debe ser aproximadamente igual en una escala R , y en otra escala con el doble de tamaño, $2R$. Es habitual que la dependencia con la escala se parametrize en términos del denominado índice espectral de las fluctuaciones n , usando la forma $R^{(1-n)}$. Así, la predicción genérica de inflación es que el índice espectral n debe ser muy cercano a la unidad, pero ligeramente inferior, ya que la inflación acabó en un cierto instante de tiempo.

Dejemos de momento la cuarta predicción de inflación para más adelante, y revisemos el estado actual de las observaciones del fondo de microondas. ¿Qué hemos aprendido de los mapas de experimentos como Planck? Las observaciones no dejan lugar a ninguna duda. El espectro de potencias de las anisotropías del fondo cósmico de microondas responde a la predicción de fluctuaciones adiabáticas, codificada en las posiciones de los picos y en forma del espectro en escalas mayores que el horizonte en recombinación. Cuando estudiamos las propiedades estadísticas del mapa de anisotropías del fondo de microondas, encontramos que estas responden a una distribución gaussiana. Un gran número de tests estadísticos independientes confirman este resultado. Aunque no se trate de uno de los tests con mayor capacidad para distinguir posibles desviaciones con respecto a la *gaussianidad*, es fascinante contemplar un sencillo histograma del mapa de anisotropías medido por Planck, tal cual se muestra en la figura 5. Finalmente, el índice espectral que se infiere del análisis del espec-



tro de potencias de Planck tiene un valor de $n = 0,968 \pm 0,006$, tal como esperamos para la inflación. ¡Las tres predicciones de la teoría se han verificado!

EL UNIVERSO COMO UN GRAN ACELERADOR DE PARTÍCULAS: LAS ONDAS GRAVITATORIAS

Existe una cuarta predicción genérica de los modelos de inflación que aún no se ha verificado experimentalmente. De la misma manera que durante la inflación se generan perturbaciones en la densidad de materia y energía, también es de esperar que se produzcan perturbaciones en la curvatura del mismo espa-

cio-tiempo. Esas perturbaciones se denominan *ondas gravitatorias*, o perturbaciones *tensoriales*.

Las ondas gravitatorias fueron predichas por Einstein en 1916, como una consecuencia natural de la relatividad general. Se trata de perturbaciones del espacio-tiempo que se propagan a la velocidad de la luz y que, al igual que las ondas electromagnéticas, transportan energía. Gracias al estudio de sistemas de púlsares binarios (parejas de estrellas de neutrones en rápida rotación que emiten pulsos de radiación electromagnética), los físicos estadounidenses Russell Alan Hulse (n. 1950) y Joseph Hooton Taylor Jr. (n. 1941) establecieron su existencia de forma indirecta en el año 1974, razón por la que recibieron el premio Nobel de Física en 1993. Sin embargo, la gran revolución en este campo de investigación ha venido asociada al anuncio, a principios de 2016, de la detección directa de ondas gravitatorias asociadas al proceso de fusión de dos agujeros negros muy masivos, realizado gracias a la colaboración entre dos detectores de ondas gravitatorias, el estadounidense LIGO, y el italo-francés VIRGO, ubicado en Pisa, Italia. Este hito abre una nueva ventana para la exploración del universo que, sin lugar a dudas, proporcionará una herramienta poderosa y complementaria para estudiar los eventos más energéticos del cosmos.

Volviendo al caso del universo como un todo, la predicción de la existencia de un fondo de ondas gravitatorias generadas durante la inflación es una consecuencia inevitable de los modelos inflacionarios, así que, a principios de los años ochenta, varios grupos de investigadores habían establecido, de forma independiente, ese resultado: V. Rubakov, M. Sazhin y A. Veryaskin en 1982; R. Fabbri y M. Pollock en 1983, y L. Abbott y M. Wise en 1984. Aunque, al parecer, la idea original de que las ondas gravitatorias podrían producirse por fluctuaciones cuánticas en un universo en expansión fue investigada por el físico ucraniano Leonid Grishchuk en 1975... antes, incluso, de que apareciese el concepto de inflación.

Al igual que ocurre para las perturbaciones en la densidad, que en cosmología se suelen llamar *perturbaciones escalares*, la inflación predice que, de forma genérica, deben existir perturba-

ciones en forma de ondas gravitatorias, denominadas de forma genérica *perturbaciones tensoriales*. La amplitud de las mismas también debe ser, con gran aproximación, independiente de la escala. Aunque quizá el resultado más interesante es que la amplitud de esas perturbaciones es una medida directa de la escala de energía a la que ocurre la

inflación. Por tanto, una detección de este fondo de ondas gravitatorias primordiales proporcionaría una herramienta única para explorar la física asociada a esos primeros instantes del universo. Es interesante recordar que las energías involucradas en la inflación son unos doce órdenes de magnitud (es decir, un millón de millones de veces) mayores que las mayores energías que hemos conseguido reproducir en el LHC. Así que solamente a través de la observación del universo podemos acceder a esas escalas de energía. En cierto sentido, el propio universo se convierte en nuestro gran acelerador de partículas.

Antes de discutir la posible huella de ese fondo de ondas gravitatorias en los mapas del fondo cósmico de microondas, hay una pregunta que surge de forma natural: ¿cómo evolucionan en el tiempo la ondas gravitatorias que se generan en inflación? Como es habitual en cosmología, su evolución va a depender de su tamaño relativo en comparación con el tamaño del horizonte en cada instante de tiempo. Así, aquellas perturbaciones que la inflación estiró hasta tamaños mayores que el horizonte en una cierta época del universo, evolucionarán manteniendo su amplitud relativa, que es independiente de la escala. Sin embargo, cuando esas perturbaciones entran dentro del horizonte debido a la expansión del universo, pasan a evolucionar de igual manera que la radiación electromagnética. Es decir, sufren un desplazamiento al rojo debido a la expansión, y su densidad de energía se diluye como el factor de escala a la cuarta potencia (a^{-4}). Es por ello que la huella de las ondas gravitatorias en el fondo de microondas hay que buscarla en escalas angulares grandes, mayores que el tamaño del horizonte en cualquier época de la evolución del universo, y en particular, en el periodo de recombinación.

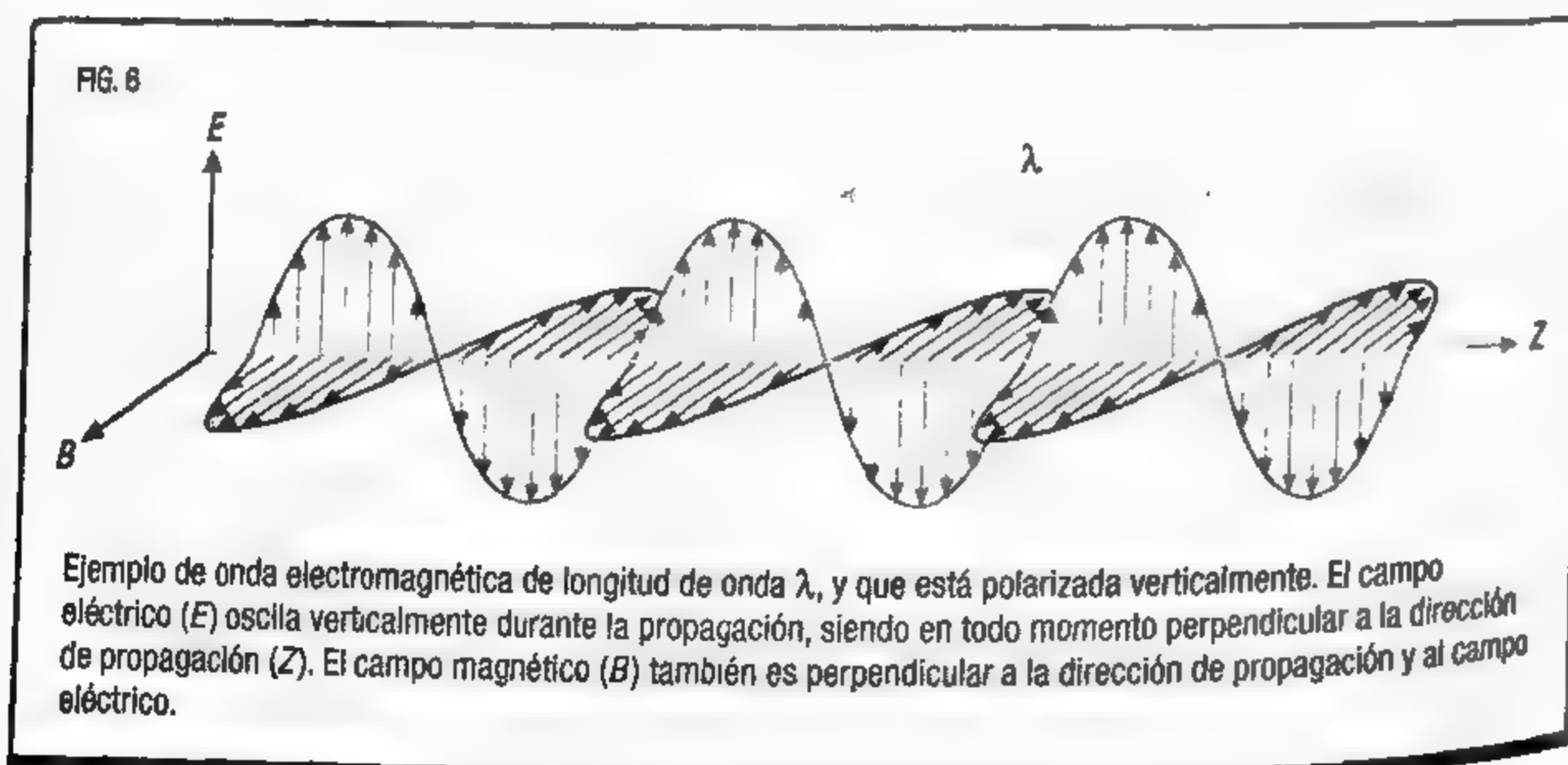
En ausencia de observadores,
nuestro universo está muerto.

ANDRÉI LINDE

LA POLARIZACIÓN DEL FCM

El fondo cósmico de microondas está *polarizado*. La polarización es una propiedad geométrica general de cualquier *onda transversal*, que son aquellas en las que la oscilación ocurre en un plano perpendicular a la dirección de propagación. En contraposición, en las ondas longitudinales la oscilación ocurre a lo largo de la dirección de propagación. La radiación electromagnética es un ejemplo de onda transversal en la que las cantidades físicas que oscilan en la propagación son un campo eléctrico y un campo magnético acoplados, perpendiculares entre sí y, a su vez, perpendiculares a la dirección de propagación. La polarización, para el caso de una radiación electromagnética de longitud de onda bien definida, es la dirección en la que oscila el campo eléctrico durante esa propagación. Cuando esa oscilación ocurre en un único plano, se habla de *polarización lineal* (figura 6). En un caso general, el campo eléctrico rotará en el plano perpendicular a la dirección de propagación definiendo una elipse y tendremos una *polarización elíptica*.

Como ya hemos visto, los fotones del FCM se liberaron a los 380 000 años de edad, al completarse la recombinación del hidrógeno. Antes de esa época, la materia y la radiación estaban fuertemente acopladas, comportándose como un único fluido cósmico.

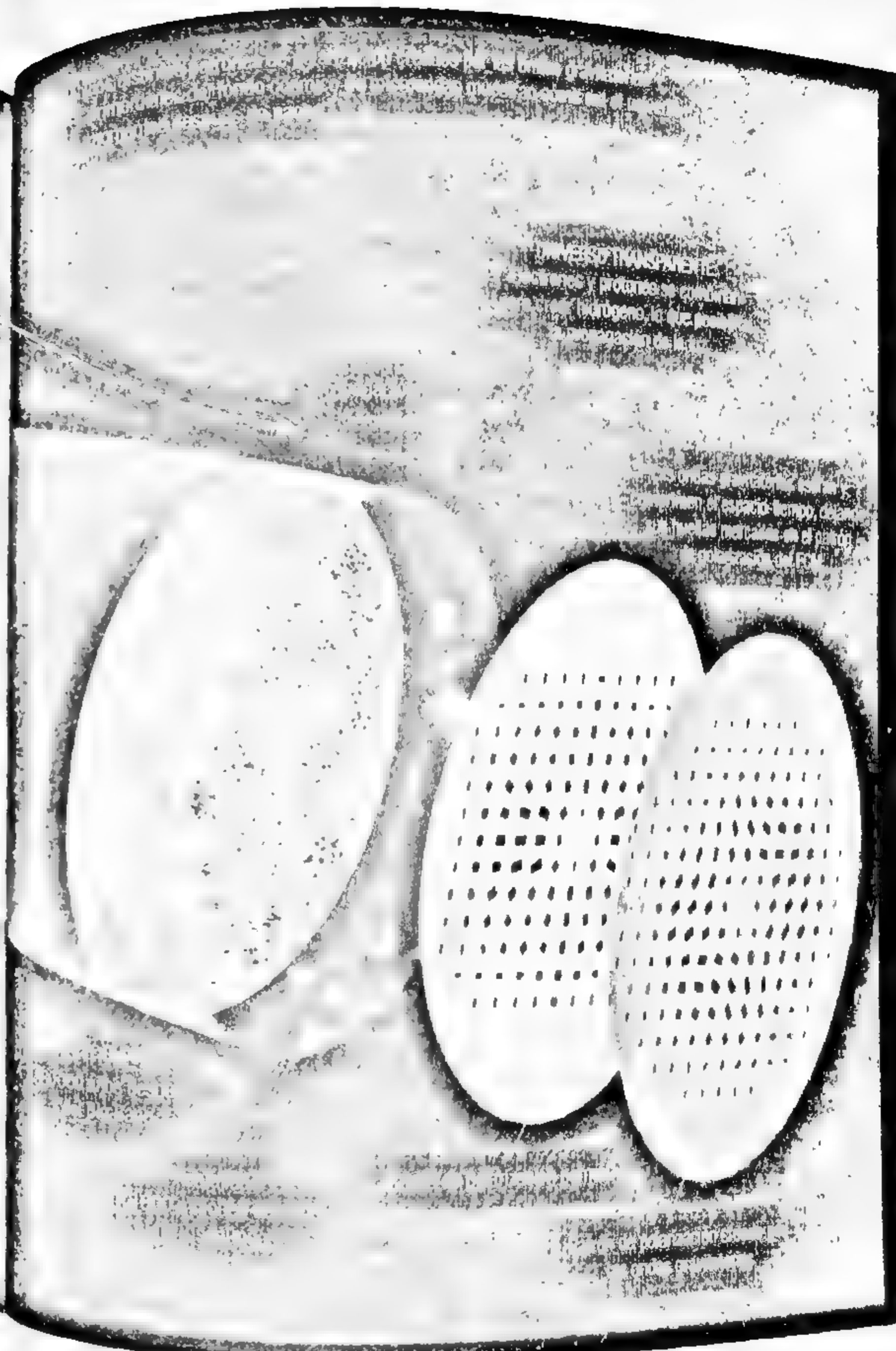


mico. Las interacciones que producían dicho acoplamiento se denominan dispersión de Compton entre fotones y electrones. Cuando el universo se recombinó, a efectos prácticos los electrones esencialmente desaparecieron, ya que pasaron a formar parte de átomos neutros, y los fotones dejaron de interactuar con ellos. El universo se volvió transparente a la radiación.

Pues bien, la razón física por la que el FCM está polarizado es que el proceso de dispersión Compton genera *polarización lineal*. En más detalle, tras la interacción entre un fotón y un electrón, el fotón resultante no sale despedido con igual probabilidad en todas direcciones. Además, su polarización es de tipo lineal, y está orientada de manera perpendicular al plano en el que se ha producido la interacción. De esta forma, cada uno de los fotones que recibimos del fondo de microondas estará polarizado linealmente y, dado que interactuaron por última vez con un electrón en la superficie de última dispersión, aún preservará la información geométrica que expresa cómo ocurrió esa última interacción.

En la práctica, cuando observamos el cielo en una dirección determinada, no captamos los fotones de forma individual, sino que recibimos una gran cantidad de ellos. *A priori*, si el fondo de microondas fuese completamente uniforme, ese promediado cancelaría de manera efectiva la polarización neta que observamos, ya que, en principio, podríamos recibir fotones de cualquier polarización con igual probabilidad. Sin embargo, dado que la intensidad que medimos del FCM tiene pequeñas anisotropías, el efecto neto es una polarización lineal global.

En física, la polarización se cuantifica usando lo que el físico teórico indio Subrahmanyan Chandrasekhar (1910-1995) denominó los *parámetros de Stokes*. Se trata de cuatro parámetros (I, Q, U, V) que miden el estado de polarización de la luz. Fueron originalmente introducidos por el matemático y físico irlandés George Gabriel Stokes (1819-1903). El primer parámetro (I) es la intensidad de la radiación, que ya se ha descrito anteriormente. Los dos parámetros Q y U codifican la polarización lineal, mientras que el parámetro V mide la cantidad de polarización circular. Una combinación de los tres últimos (Q, U, V) produce

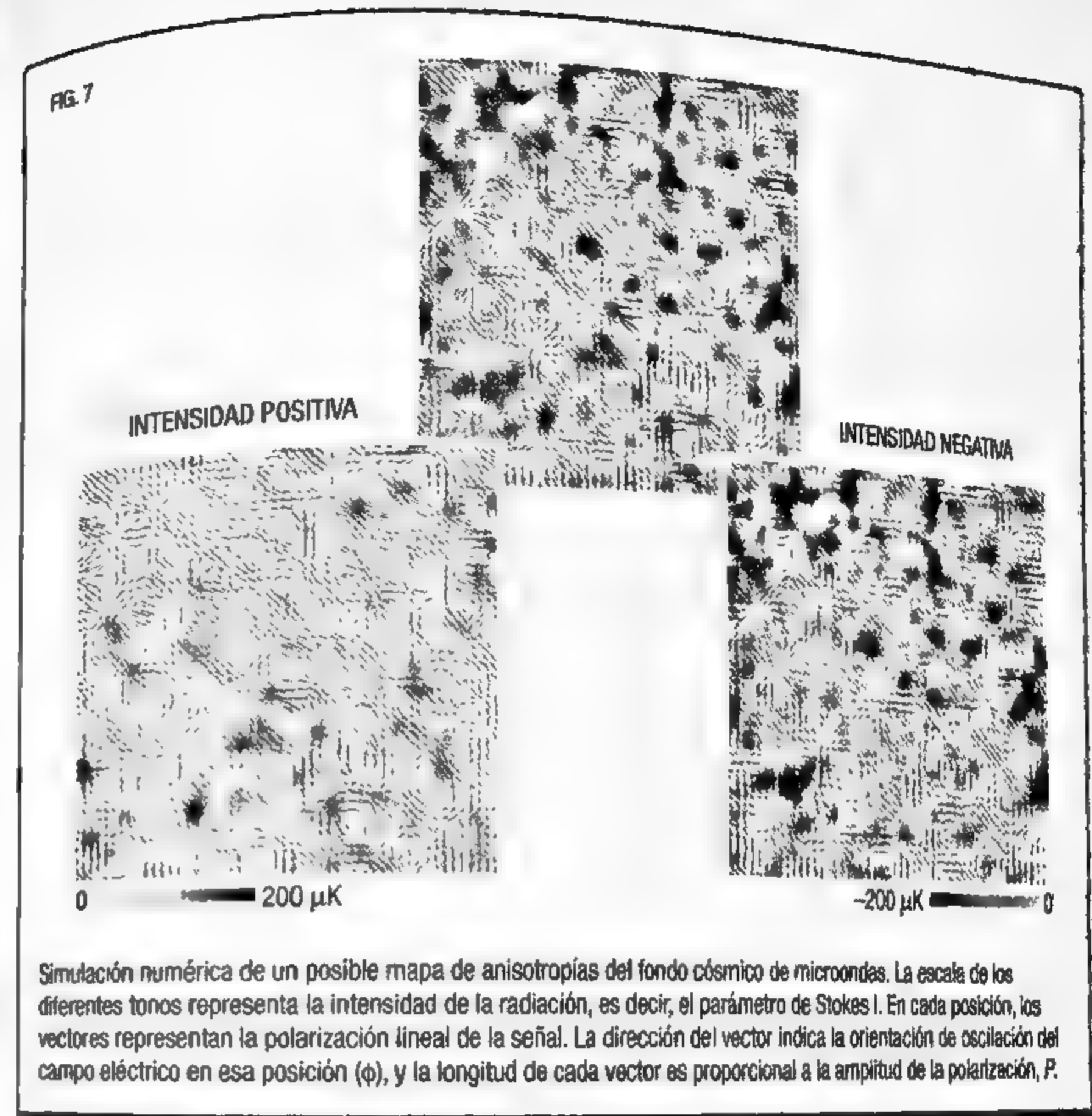


polarización elíptica. En el caso del fondo de microondas, la física de la dispersión Compton impone que $V=0$, así que solamente son necesarios tres valores para describir completamente las propiedades de la radiación: I , Q y U .

A diferencia de la intensidad I , los parámetros Q y U dependen del sistema de referencia que escogemos para medir la dirección de polarización. Es decir, cuando se presentan mapas de cielo en polarización lineal, no basta con especificar los valores de Q y U en cada posición del mapa, sino que también hay que indicar qué orientación se ha escogido para los ejes de referencia. Esta idea se expresa, en lenguaje técnico, diciendo que la intensidad I es un *campo escalar* (es decir, su valor no cambia cuando rotamos el sistema de referencia), mientras que los valores de Q y U constituyen un *campo vectorial*, cuya descripción sí cambia de una forma muy concreta cuando rotamos el sistema de referencia. Es muy habitual en astrofísica representar los mapas de polarización usando este concepto de campo vectorial, como se hace en la figura 7. En cada punto de un mapa, la pareja de valores Q y U puede representarse como un vector de tamaño P y orientación ϕ , cuyos valores vienen dados por

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2} \text{ y } \phi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right).$$

Sin embargo, si atendemos a los procesos físicos que generan la polarización de las anisotropías del FCM, es mucho mejor representar la polarización en términos de los denominados *modos E* y *modos B*. Aunque la transformación matemática para obtenerlos a partir de los valores de Q y U es compleja, es sencillo ilustrar sus propiedades básicas. Los modos E representan a un campo de tipo *gradiente*, es decir, alrededor de una mancha positiva (o negativa) del mapa de intensidad I , tendremos modos E si los vectores de polarización asociados muestran una estructura radial o circular. Los modos B, por el contrario, muestran una estructura de tipo rotacional alrededor de las manchas del mapa de intensidad. Con esta idea, queda claro que si rotamos 45° cada uno de los vectores de polarización, entonces los mo-



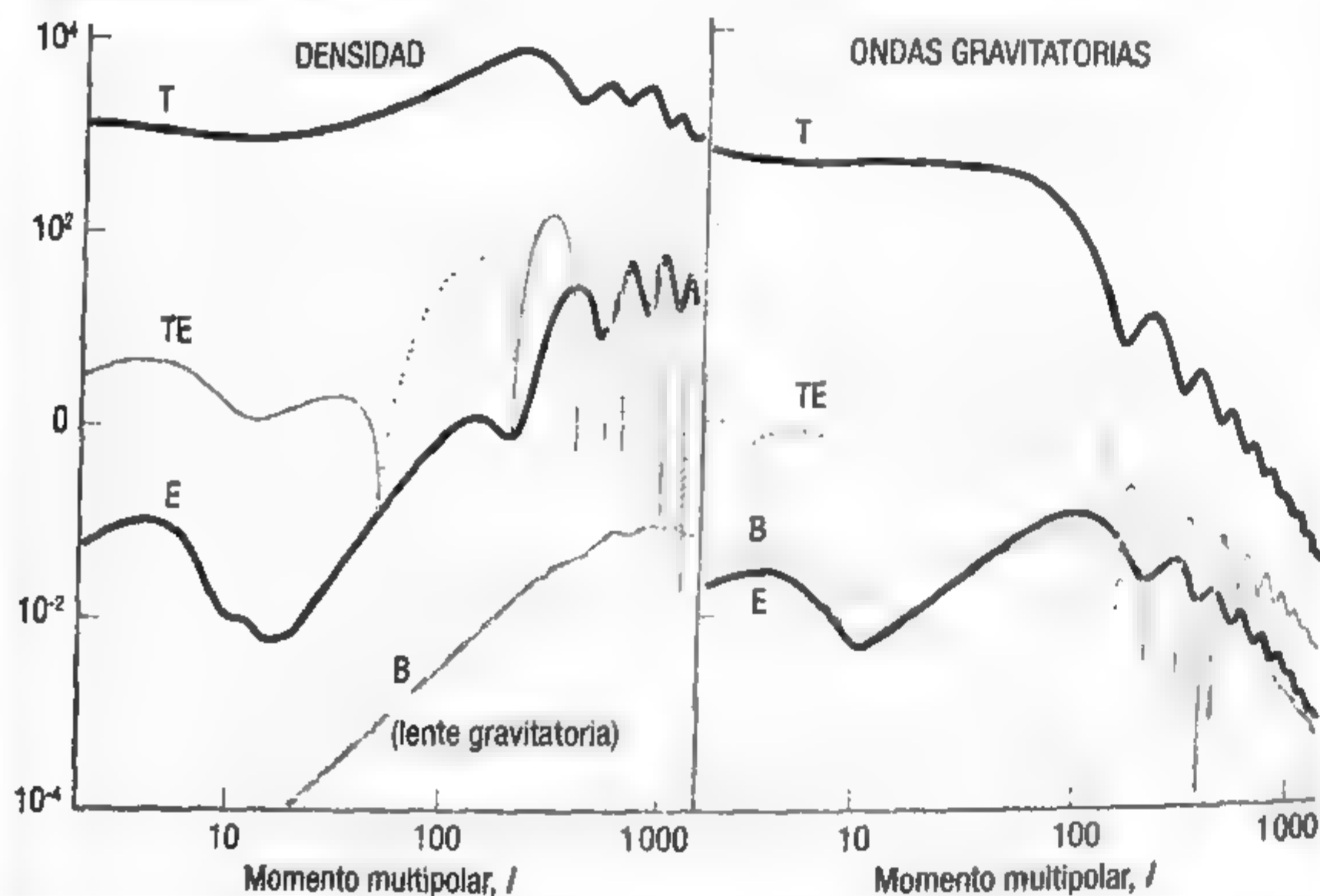
dos E se transforman en B, y viceversa. La figura 8 ilustra los dos tipos de modos.

El nombre de modos E y modos B proviene de usar una analogía con el campo eléctrico y magnético de electromagnetismo, en el sentido de que representan cantidades que se transforman bajo *paridad* de la misma manera que lo hace un campo eléctrico y un campo magnético. Una transformación de paridad es la que se obtiene cuando observamos la imagen en un espejo de cualquier objeto físico. Así, los modos E no cambian bajo transformaciones de paridad, mientras que los modos B sí lo hacen.

LA POLARIZACIÓN DE LAS ANISOTROPIAS DEL FCM

Si tenemos en cuenta la polarización de las anisotropías del fondo cósmico de microondas, podremos obtener, además del mapa de intensidad o temperatura T , otros dos mapas asociados, denominados de modos E y de modos B . Por tanto, si hacemos una descripción de esos mapas en términos de espectros de potencias, obtendremos tres de estos espectros, etiquetados como T , E y B . Sin embargo, podemos considerar un cuarto espectro de potencias, obtenido de la combinación (correlación) del mapa de T y E , que caracteriza que ambas señales no son físicamente independientes. Todas las demás combinaciones posibles (TB , EB) son cero por propiedades de paridad. Si calculamos, desde un punto de vista teórico, cuáles son los espectros de potencias que esperaríamos medir en los mapas del FCM, se obtienen las curvas que se muestran en la figura. Mientras que el panel de la izquierda presenta los espectros de potencias esperados si existiesen solamente perturbaciones primordiales de tipo escalar (es decir, perturbaciones de densidad), el de la derecha revela los espectros para el caso exclusivo de perturbaciones tensoriales (ondas gravitatorias).

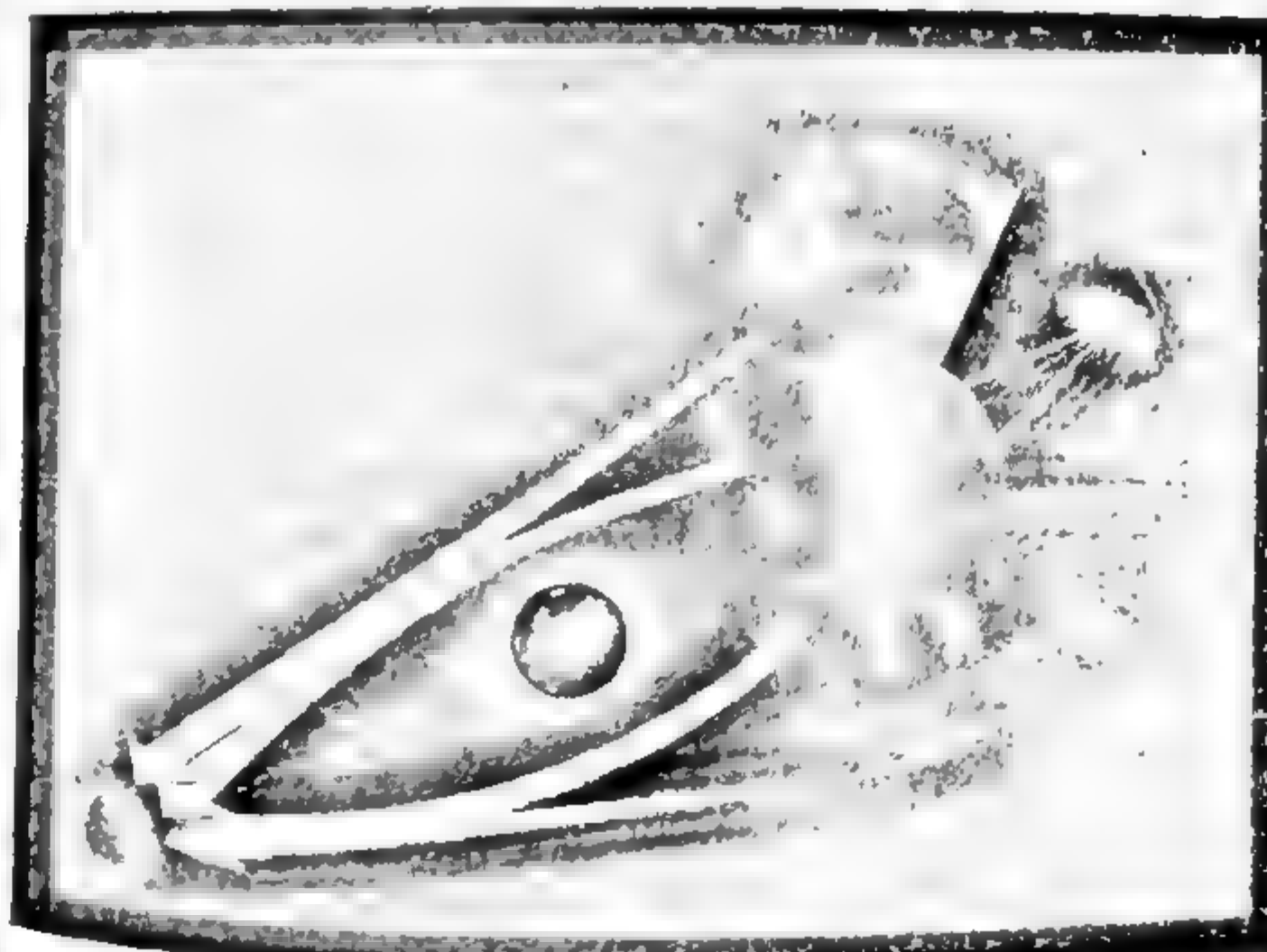
Amplitud fluctuaciones (μK^2)



Espectros de potencias de las fluctuaciones que esperamos en los mapas del FCM, para perturbaciones de densidad (izquierda) y de ondas gravitatorias (derecha). En los mapas reales, estamos dominados por la contribución de la izquierda, más una cierta fracción r de la componente de la derecha.

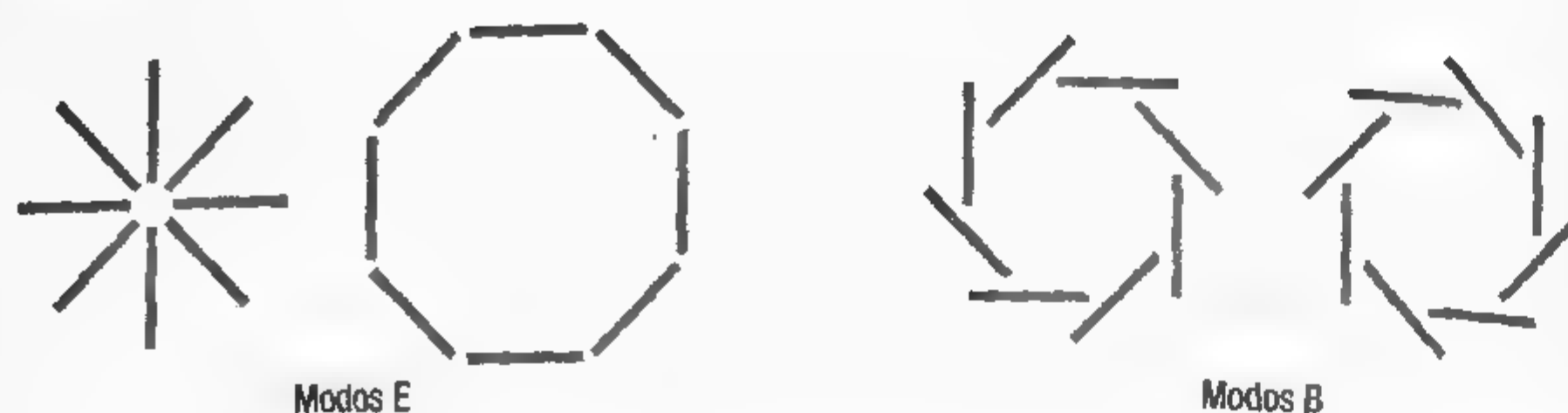
Contribución relativa de ondas gravitatorias

En las observaciones reales, esperamos medir una combinación de ambas, que vendrá dada por la suma de las curvas del panel izquierdo más un cierto factor r veces las curvas del panel derecho. A ese factor r se le denomina la *amplitud relativa de perturbaciones tensoriales con respecto a las escalares* y, en la actualidad, sabemos que su valor es menor que un 10%, es decir, $r < 0,10$. La figura evidencia que los espectros de potencias de E , B y la correlación TE para perturbaciones de densidad muestran también la huella de las oscilaciones acústicas en forma de picos similares a los de intensidad (T). A gran escala angular (bajos valores del multipolo l), las perturbaciones de densidad no producen modos B . Por tanto, a esas escalas los únicos modos B que predice la teoría se deben a perturbaciones tensoriales u ondas gravitatorias. Es interesante notar que, a pequeña escala, aparece una pequeña contribución de modos B . Eso es debido al efecto lente gravitatoria (recreado en la ilustración) que produce la distribución de materia en el universo sobre los fotones del fondo de microondas, en su viaje desde la superficie de última dispersión hasta nosotros. Esas pequeñas desviaciones giran ligeramente los vectores de polarización, generando una componente de modos B . Esta señal ya ha sido detectada por varios experimentos. Para las perturbaciones de ondas gravitatorias, los modos B asociados son relevantes en escalas mayores del horizonte en recombinación ($l < 100$). Para escalas menores, se diluyen rápidamente. Además, estas perturbaciones también generan contribuciones a los espectros de potencias de T , TE y E . Lo que ocurre es que, al ser subdominantes en amplitud, es muy difícil separarlos de las contribuciones escalares, aunque esta información se usa en la actualidad para restringir el valor de r . De hecho, la cota actual de $r < 0,10$ se obtiene esencialmente de los datos de temperatura, y no de polarización.



La recreación muestra el efecto de lente gravitacional: la luz procedente de objetos distantes se curva cuando se encuentra un objeto masivo. Las flechas oscuras muestran la posición aparente de la fuente de fondo, y las blancas, la trayectoria de la luz.

FIG. 8



Definición de modos E (izquierda) y modos B (derecha). Los modos E representan a un campo de tipo gradiente, mientras que los modos B muestran una estructura de tipo rotacional. Si se rotan 45° cada uno de los vectores de polarización, entonces los modos E se transforman en B, y viceversa. Además, bajo paridad, los modos E y B se transforman de manera distinta. Así, si observamos la figura de modos E en un espejo, la imagen que obtendremos será la misma. Sin embargo, si observamos la de los modos B, veremos que la imagen especular mostrará un sentido de giro opuesto.

Dados dos mapas de todo el cielo, uno de Q y otro de U, siempre es posible descomponer de forma única estos dos mapas en dos componentes de modos E y modos B. ¿Cuál es la ventaja de esa descomposición? Pues resulta que estos modos sí son independientes del sistema de referencia (son campos escalares), y por tanto, son más sencillos de manejar. Y además, desde el punto de vista de los mecanismos físicos que generan la polarización en el fondo cósmico de microondas, están asociados de forma natural a distintos tipos de perturbaciones. De esta forma, mientras que las perturbaciones de densidad (de tipo escalar) solamente generan patrones de polarización con modos E, las perturbaciones de tipo ondas gravitatorias pueden producir ambos modos, tanto E como B. Si recordamos que las ondas gravitatorias se diluyen en escalas angulares menores que el tamaño del horizonte, entonces queda claro que, si somos capaces de observar modos B en la polarización del FCM y en escalas angulares mayores que el tamaño del horizonte en recombinación (2°), entonces habremos detectado de forma indirecta ondas gravitatorias generadas en la inflación.

¿Cuál es la situación experimental actual? Los modos E fueron detectados en el año 2002 por el experimento DASI (un interferómetro diseñado para medir las anisotropías en intensidad y polarización de la radiación del FCM), observando desde la base Amundsen-Scott en la Antártida. Desde entonces, otros experimentos los han medido y caracterizado cada vez con mayor precisión. Sin embargo, los modos B en escalas angulares grandes aún no han sido detectados. La búsqueda de esos modos B es la ventana que nos va a permitir acceder a la física de la gran unificación y de la teoría del todo. Como hemos visto, la amplitud de los modos B constituye una medida directa de la escala de energía a la que ocurre inflación y que, por tanto, indica la energía característica de la partícula responsable del proceso que, de forma genérica, se suele denominar *inflatón*. ¿Se tratará del Higgs? ¿Es otro campo escalar, o son varios? Además, la forma del espectro de potencias de los modos B también dará información acerca de la propia dinámica de la inflación, y del mecanismo de generación de fluctuaciones cuánticas en nuestro universo.

La búsqueda de estos modos B ha comenzado, pero todavía no se ha conseguido una detección. Su amplitud es extremadamente pequeña, y su señal está camuflada por la emisión polarizada de nuestra propia galaxia. Las mejores cotas que tenemos en la actualidad indican que la contribución relativa de las ondas gravitatorias a las perturbaciones que medimos en el fondo de microondas es, como mucho, un 10% del total. Esto descarta algunos escenarios concretos de inflación, pero la gran mayoría de ellos predicen contribuciones al nivel del uno por ciento o del uno por mil. Aún queda bastante camino por recorrer.

Observando la luz del origen del universo

El estudio de las anisotropías del FCM nos ha permitido establecer cuáles son los constituyentes del universo y confirmar que todas las estructuras provienen de fluctuaciones cuánticas en inflación. Pero todavía queda mucha información codificada en la radiación fósil del Big Bang.

El modelo que mejor describe la variedad de estructuras que observamos en el universo actual, así como su origen y su evolución, es el modelo del Big Bang. Como ya hemos visto, este modelo propone que el universo se originó hace unos 13800 millones de años. Durante la primera fracción de segundo, atravesó por una etapa de expansión exponencial, denominada inflación, en la que se generaron las fluctuaciones cuánticas que constituyen las semillas de todas las estructuras que observamos en la actualidad y que, durante el devenir del tiempo, han crecido por efecto de la atracción gravitatoria. Las ecuaciones de Friedmann describen la evolución global del cosmos desde la inflación hasta hoy, y los ingredientes que dominan la densidad de energía del universo en el instante actual son, esencialmente, la materia ordinaria, la materia oscura fría y la energía oscura, en la proporción de 4,9%, 26,6% y 68,5%, respectivamente. Es habitual referirse a esta descripción del universo como *modelo de concordancia* o modelo estándar, ya que describe la totalidad de las observaciones que tenemos en la cosmología actual.

La consolidación de este modelo cosmológico ha sido posible, en gran medida, gracias a la observación de los restos fósiles que

quedan de aquella época primitiva. Quizá el más importante de ellos, por la cantidad de información que codifica, sea el fondo cósmico de microondas, descubierto hace poco más de 50 años. Pero la auténtica revolución en el campo ha tenido lugar en los últimos veinticinco años, y ha venido de la mano de la caracterización detallada de las anisotropías de dicha señal. En este proceso, la tecnología asociada a la detección de señales en longitudes de onda de radio ha jugado un papel fundamental, pues ha posibilitado nuevos e importantes descubrimientos. Al fin y al cabo, la radiación de fondo cósmica aparece en el dominio de las microondas y, para observarla, se necesitan radiotelescopios.

RADIOASTRONOMÍA: LA VENTANA DE LAS MICROONDAS

Como ya anticipábamos al principio del libro, la radioastronomía ha jugado un papel esencial en el desarrollo de la cosmología. Esta rama de la astrofísica nació en 1931, de la mano del ingeniero de radio estadounidense Karl Guthe Jansky (1905-1950), cuando detectó por primera vez la emisión de ondas de radio que procedían del centro de nuestra galaxia, la Vía Láctea. Su colega y compatriota Grote Reber (1911-2002) repitió y extendió el descubrimiento de Jansky, y consiguió el primer mapa del cielo en radiofrecuencias, usando para ello un radiotelescopio de nueve metros de diámetro que construyó de forma artesanal en el jardín de su propia casa.

El desarrollo del radar y las técnicas de telecomunicación durante la Segunda Guerra Mundial fueron, a la larga, esenciales para que la radioastronomía se pudiese desarrollar en los años sucesivos. Gracias a ello, pronto esa nueva rama de la astrofísica produjo descubrimientos fascinantes, como la existencia de los cuásares, los púlsares, las galaxias activas en frecuencias de radio, o el mismo fondo cósmico de microondas. La importancia de estos descubrimientos queda reflejada por el hecho de que se han concedido varios premios Nobel asociados a medidas radioastronómicas. Entre otros, a los astrónomos británicos Martin Ryle (1918-1984) y Antony Hewish (n. 1924) en 1974 por el desarrollo de la síntesis de apertura en radio y el descubrimiento de los púl-

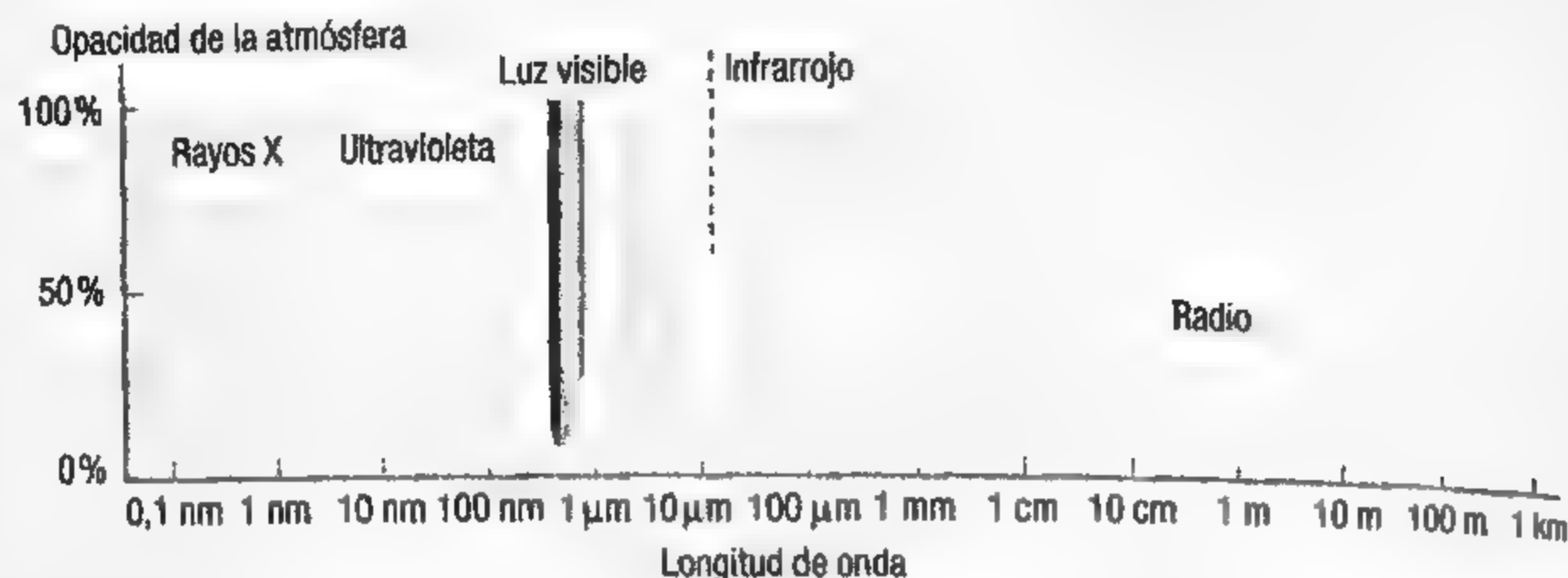
sares; a los físicos Arno A. Penzias y Robert W. Wilson en 1978 por el descubrimiento de la radiación de fondo de microondas; a Russell Hulse y Joseph H. Taylor en 1993 por su descubrimiento de púlsares de periodos de milisegundos, los cuales resultaron esenciales para demostrar de forma indirecta la existencia de ondas gravitatorias, y, más recientemente, a John C. Mather y George F. Smoot en 2006, por las medidas de COBE del espectro y el nivel de anisotropías del fondo cósmico de microondas.

Una de las razones por la cual la radioastronomía se convirtió pronto en una rama importante de la astrofísica tiene que ver con la existencia de una *ventana atmosférica de ondas de radio*, una región del espectro electromagnético en la cual la atmósfera terrestre es transparente a esas ondas. Pues bien, en todo el espectro de radiación electromagnética, solamente encontramos dos de esas ventanas: una corresponde al rango de longitudes de onda del espectro visible y algunas bandas del infrarrojo cercano y medio, y la otra atañe precisamente al dominio de ondas de radio. Fuera de esos rangos, los diferentes constituyentes de la atmósfera bloquean el resto de radiaciones, por lo que, si queremos observar el universo en esas otras longitudes de onda, debemos situar telescopios en el espacio, o al menos, usar globos estratosféricos de forma que la cantidad de atmósfera sobre el receptor sea la menor posible (figura 1).

Es importante destacar que la observación hecha desde globos o desde el espacio es absolutamente necesaria si queremos acceder a bandas de frecuencia para las que la atmósfera es opaca. Este es el caso de la banda de 60 GHz, o de aquellas frecuencias por encima de los 300 GHz. Además, solamente con un satélite es posible obtener mapas de todo el cielo con un mismo instrumento.

¿Cuáles son los mejores observatorios para medir el fondo cósmico de microondas? Desde tierra se buscan lugares muy secos —ya que el vapor de agua es uno de los factores que aumenta la opacidad atmosférica— y situados a gran altura, para minimizar el espesor de la capa de atmósfera sobre los instrumentos. Ejemplos de estos lugares excepcionales son los observatorios astronómicos de Chile (por ejemplo, el desierto de Atacama), los observatorios de Canarias en España, o el

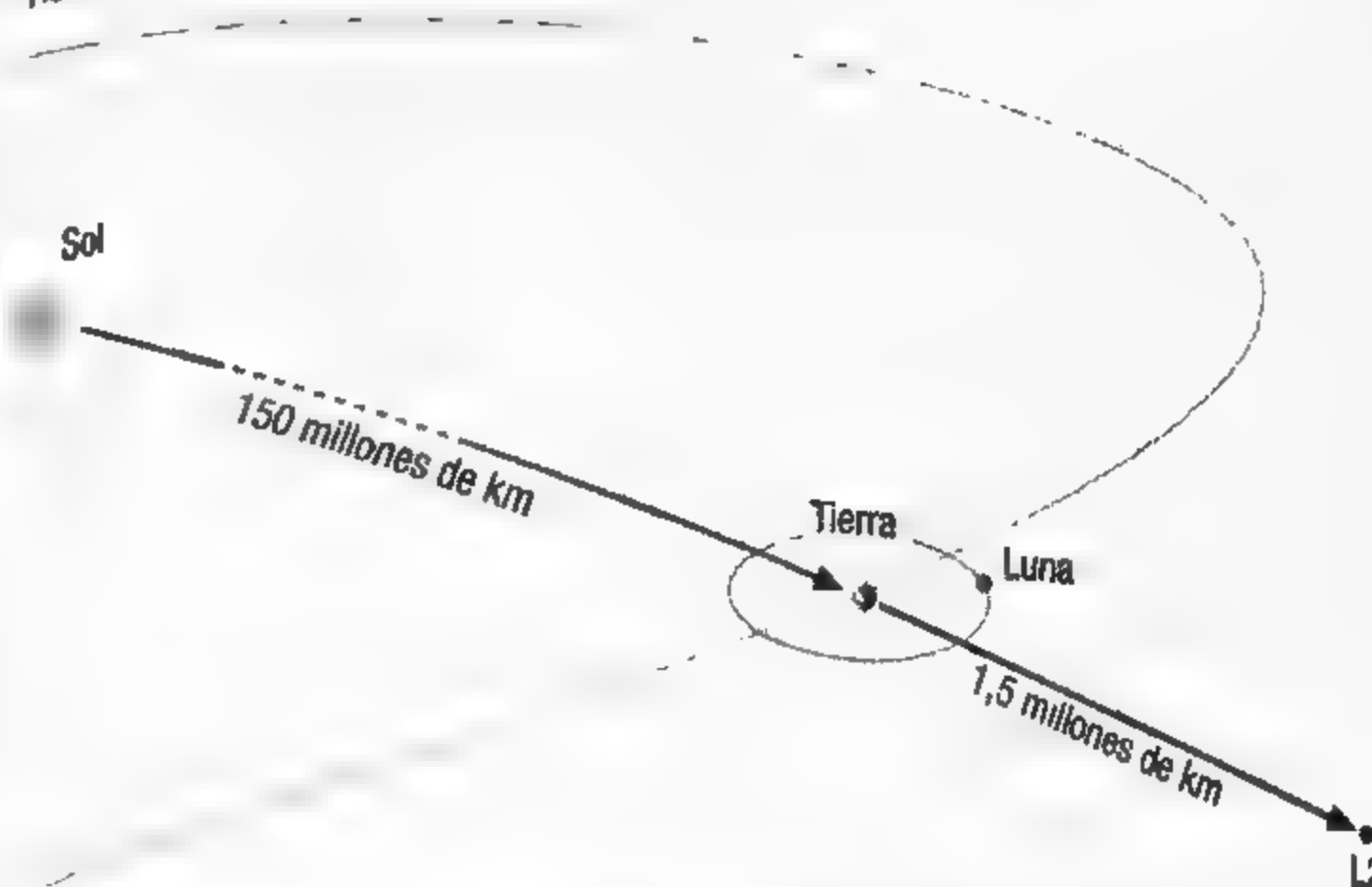
FIG. 1



Las ventanas atmosféricas para la observación del cosmos están en el espectro visible (en longitudes de onda de 310-1100 nm), algunas bandas en el infrarrojo cercano y medio (bandas J - 1,25 μm , H - 1,6 μm , K - 2,2 μm , L - 3,6 μm , M - 5,0 μm , N - 10,2 μm , Q - 21 μm , 350 μm y 460 μm), y en radio (desde 20 m hasta 0,1 mm). El resto de longitudes de onda son absorbidas por la atmósfera. Por ejemplo, el ozono, el nitrógeno y el oxígeno presentes en las altas capas de la atmósfera bloquean la radiación ultravioleta, los rayos gamma y los rayos X. El vapor de agua y el dióxido de carbono bloquean prácticamente casi todo el dominio infrarrojo, y las cargas eléctricas de la alta atmósfera bloquean las longitudes de onda mucho mayores que 10-20 m.

Polo Sur. Desde el espacio, es importante situar los instrumentos en lugares muy estables desde el punto de vista gravitatorio, y con un entorno térmico de pocas variaciones. Para los satélites de observación del fondo cósmico de microondas, el emplazamiento preferido es L2, el segundo punto de Lagrange del sistema Sol-Tierra (figura 2). Los puntos de Lagrange son localizaciones muy estables desde el punto de vista gravitatorio, y se llaman así en honor al matemático y astrónomo de origen italiano Joseph-Louis de Lagrange (1736-1813) que los caracterizó en 1772. En concreto, el punto L2 es una región que se encuentra a unos 1,5 millones de kilómetros de la Tierra, en la dirección opuesta a la línea imaginaria que une nuestro planeta y el Sol. Un satélite en esta posición solo requiere pequeñas aportaciones de energía para mantener su posición. Además, en esta localización es relativamente sencillo apantallar la radiación que proviene del Sol, de forma que si los satélites mantienen su instrumentación apuntando siempre en dirección

FIG. 2



Localización del segundo punto de Lagrange (L2) del sistema Tierra-Sol. En este emplazamiento se suelen colocar los satélites para la observación del FCM, como el satélite Planck de la ESA.

opuesta al astro rey, es posible enfriar de forma pasiva dicha instrumentación hasta temperaturas de 50 K (es decir, $-223,15^\circ\text{C}$).

CÓMO MEDIR LA TEMPERATURA DEL UNIVERSO

En los años que siguieron al descubrimiento de Penzias y Wilson se hicieron enormes progresos en el diseño de receptores de microondas, cada vez más sensibles y más robustos para la medida de anisotropías o del espectro de la radiación. Muchos de esos progresos hicieron uso de desarrollos tecnológicos que se obtuvieron durante la Segunda Guerra Mundial en el ámbito de las radiocomunicaciones. Un ejemplo de ese nuevo tipo de receptor fue el denominado *radiómetro de Dicke*. Aunque la atmósfera es muy transparente a la radiación de microondas, introduce una señal adicional en los receptores de microondas que depende de la frecuencia de observación. Por ejemplo, en frecuencias de 10-

15 GHz, esta señal puede equivaler a unos 2-3 K, aunque su amplitud específica depende tanto de la cantidad de vapor de agua presente en la atmósfera como de la «cantidad de atmósfera» en

Siempre pienso que el espacio-tiempo es la sustancia real del universo, y las galaxias y las estrellas son simplemente como la espuma de ese océano.

GEORGE F. SMOOT

la dirección de observación que escogamos. Las variaciones de la emisión atmosférica añaden un ruido adicional a los datos de microondas. Para minimizar su impacto, es fundamental realizar medidas de comparación usando dos receptores adyacentes. El físico Robert H. Dicke inventó en 1946 un sistema para conmutar rápi-

damente entre dos receptores, permitiendo así una comparación eficiente de las señales. Este concepto ha sido ampliamente usado como principio de medida en este campo.

Los receptores de radio y microondas se suelen clasificar en dos grandes categorías: *coherentes* e *incoherentes*. Los receptores coherentes son aquellos dispositivos que amplifican y detectan la señal de radio, seleccionando y a veces cambiando su frecuencia original, pero siempre preservando la información acerca de la fase de la señal, es decir, manteniendo sus propiedades de polarización. De forma general, a este tipo de receptores se les denomina también radiómetros, y suelen usar como sistema de detección *transistores con alta movilidad electrónica* (en inglés, HEMTs). Este tipo de dispositivos puede usarse de forma individual con cada antena, o bien combinando la señal de muchas antenas diferentes usando la técnica denominada *interferometría*. En general, en lo que respecta al FCM, estos dispositivos se suelen usar para realizar observaciones por debajo de los 90 GHz, ya que en ese rango de frecuencia son muy eficientes.

Por otro lado, los receptores incoherentes son dispositivos que no preservan la fase de la radiación. El ejemplo de tecnología más usada en el estudio del FCM es el *bolómetro*, un dispositivo que mide la intensidad de la radiación incidente a través del calentamiento de un material que tiene cierta resistencia eléctrica dependiente de la temperatura. Generalmente, estos detecto-

res se suelen usar para medir la emisión de cielo a frecuencias por encima de 90 GHz.

EL CIELO EN LONGITUDES DE ONDA DE RADIO

Cuando se observa el cielo en longitudes de onda de radio, además de recibir la señal del fondo cósmico de microondas que se origina a desplazamiento al rojo $z = 1100$, también recibimos la emisión de muchos objetos astrofísicos que se encuentran entre nosotros y la superficie de última dispersión. Esa *emisión contaminante* (que en inglés se denomina *foreground*) proviene principalmente de nuestra propia galaxia, la Vía Láctea, aunque también existe una contribución de otras galaxias del universo. Para poder extraer la señal primordial del fondo de microondas, estos contaminantes deben ser corregidos o sustraídos, bien de los mismos mapas, o bien de los espectros de potencias correspondientes. De forma genérica, este tipo de procedimientos de corrección se denomina *método de separación de componentes*.

Las técnicas de separación de componentes usan información espectral, espacial e incluso estadística de las distintas componentes astrofísicas. Esta información se suele obtener generalmente combinando mapas de la emisión del cielo a distintas longitudes de onda. En la actualidad, las técnicas que se emplean para separar la señal de FCM son cada vez más sofisticadas, especialmente cuando se trata de extraer la señal de polarización. La razón principal es que, a diferencia de lo que ocurre con la señal de intensidad, la señal de polarización del FCM es siempre subdominante con respecto a la emisión de nuestra galaxia, sea cual sea la longitud de onda a la que observemos.

La misión Planck de la ESA obtuvo nueve mapas de intensidad comprendidos entre 30 GHz y 857 GHz (véase la imagen superior de la pág. 135). Para siete de esos nueve mapas (canales entre 30 y 353 GHz), los detectores de Planck eran capaces de detectar polarización (véase la imagen inferior de la pág. 135). Algunos de los mapas asociados de los parámetros de Stokes Q y U se muestran en esa secuencia. La emisión contaminante de

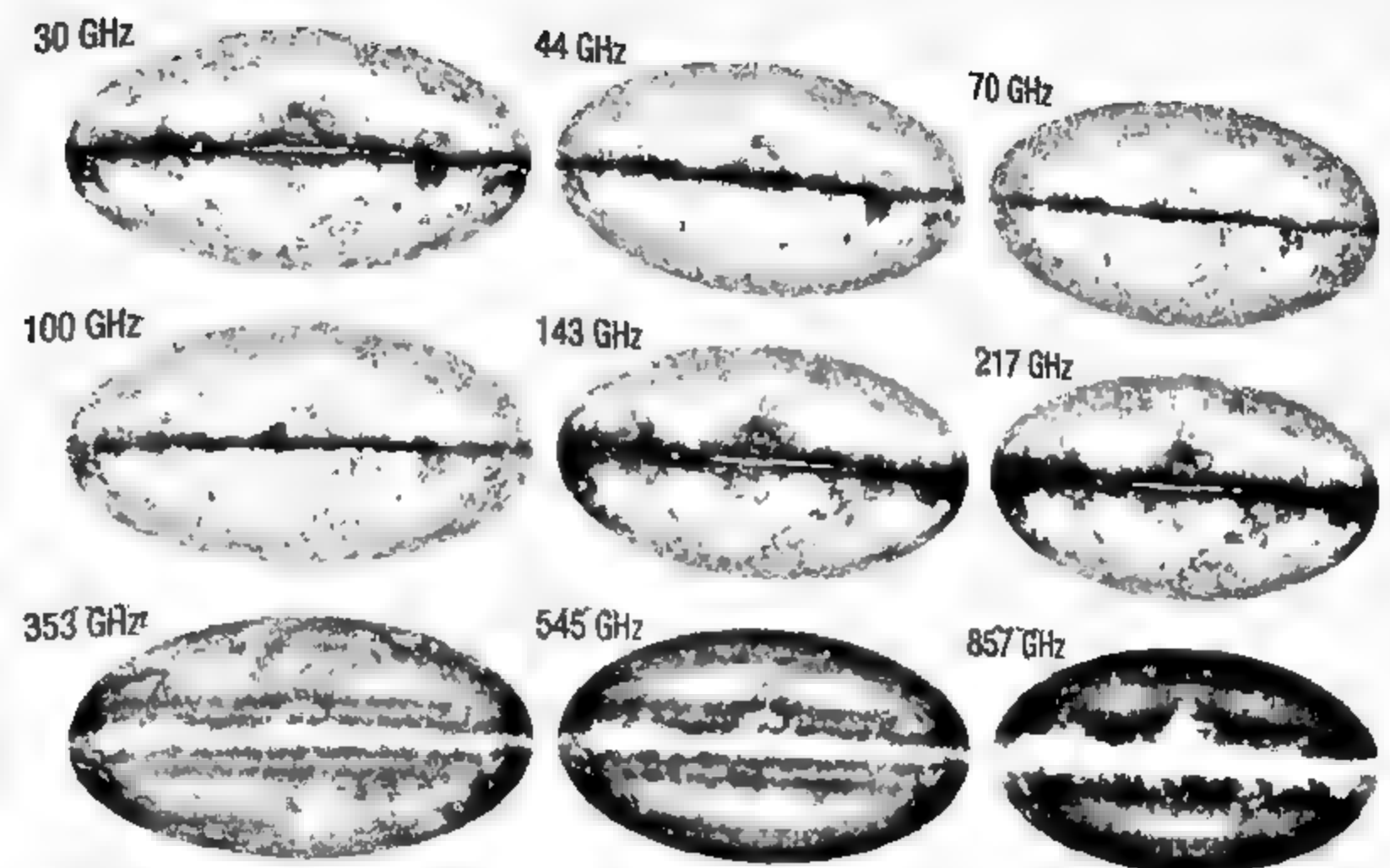
nuestra propia galaxia es claramente visible en todos los mapas, siendo siempre dominante cuando observamos en la dirección del plano galáctico. Lejos de dicho plano, la emisión galáctica se vuelve más importante en las bajas y las altas frecuencias.

A frecuencias intermedias, alrededor de 70 GHz, la emisión dominante en los mapas de intensidad corresponde a las anisotropías del FCM. Esa señal es igual en todos los mapas porque, como ya hemos visto, las anisotropías del fondo cósmico de microondas responden a un espectro de cuerpo negro. Es decir, su amplitud medida en temperatura es exactamente igual a todas las longitudes de onda, mientras que la temperatura del resto de componentes astrofísicas sí que tiene dependencia con la longitud de onda. En los mapas de polarización, la emisión galáctica polarizada es dominante en todas las frecuencias, por lo que la separación de componentes se vuelve esencial para poder extraer la señal cosmológica.

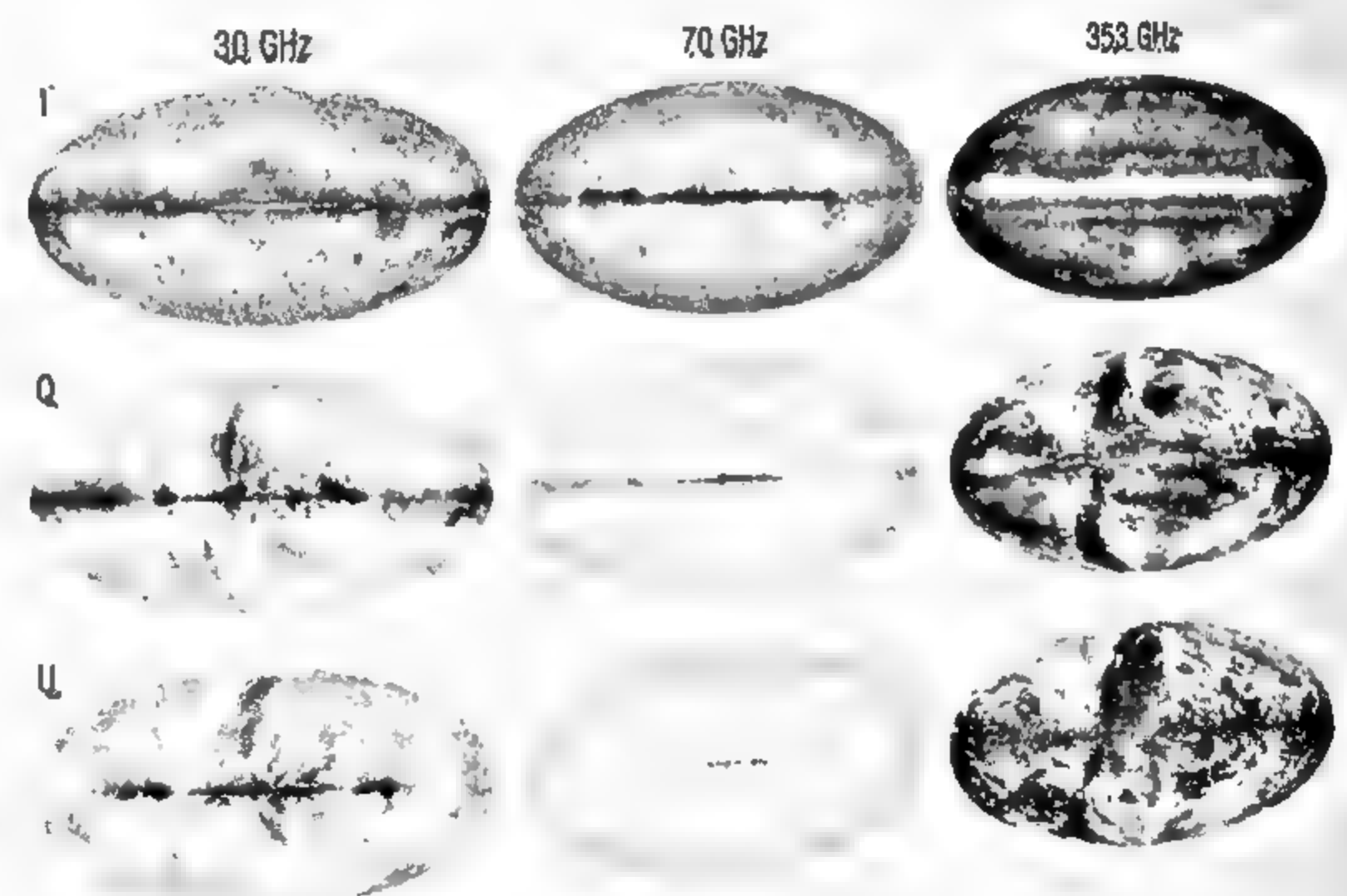
Los procesos físicos que generan las emisiones contaminantes más habituales en los mapas de microondas (ver un breve resumen en la tabla de la pág. 136) son, en el caso de nuestra galaxia, la emisión *sincrotrón*, la emisión *libre-libre* o *de frenado* (*free-free* en inglés, o *bremssstrahlung* en alemán), la emisión *térmica del polvo* y la emisión *anómala de microondas*. Aunque no vamos a realizar una descripción detallada de cada uno de estos procesos físicos (nos alejaríamos del tema central de este libro), sí que destacaremos algunos aspectos importantes para el problema que nos ocupa.

En primer lugar, desde mediados del siglo pasado sabemos que nuestra galaxia, al igual que otras muchas galaxias espirales, irregulares o enanas, tiene un campo magnético, cuya intensidad es unas 100 000 veces menor a la del campo magnético terrestre. Este campo magnético galáctico juega un papel esencial en casi todos los procesos físicos anteriormente citados, determinando la morfología de la emisión en longitudes de onda de radio.

Los dos procesos físicos más importantes que contaminan la señal primordial del FCM tanto en intensidad como en polarización son la emisión sincrotrón, asociada al movimiento a velocidades relativistas de partículas cargadas (principalmente electrones) en el seno del campo magnético galáctico, y la emisión térmica del polvo, asociada a las vibraciones de las pequeñas



Los mapas de intensidad obtenidos por la misión Planck, representados en coordenadas galácticas. La franja brillante central de cada mapa corresponde a la emisión del plano de la Vía Láctea. A bajas y altas frecuencias, la emisión de la galaxia aumenta, y se hace mínima alrededor de 70 GHz. Las anisotropías primordiales del fondo de microondas pueden identificarse como la señal común en todos los mapas cuando miramos fuera del plano galáctico.



La polarización del cielo en microondas vista por Planck. Se muestran tres secuencias de los mapas de Stokes I (fila superior), Q (fila central) y U (fila inferior), para las frecuencias de 30, 70 y 353 GHz.

Emisiones contaminantes de la señal de FCM	Frecuencias	Grado de polarización	Escalas angulares a las que afecta
Planetas/Objetos del sistema solar	Todas	Bajo	Pequeñas
Sol/Luna	Todas	Bajo	Todas
Luz zodiacal	> 100 GHz	Bajo	Grandes
Sincrotrón galáctico	< 100 GHz	10-40 %	Grandes, intermedias
Libre-libre galáctico	< 50 GHz	Bajo	Grandes, intermedias
Emisión térmica del polvo galáctico	> 100 GHz	1-20 %	Grandes, intermedias
Emisión anómala de microondas galáctica	< 50 GHz	Bajo	Grandes, intermedias
Líneas de emisión galácticas (por ejemplo, las líneas de CO)	115, 230 GHz	Bajo	Grandes, intermedias
Radio galaxias	< 100 GHz	< 10 %	Pequeñas
Galaxias infrarrojas/submilimétricas	> 100 GHz	Bajo	Pequeñas
Fondo infrarrojo cósmico	> 200 GHz	Bajo	Pequeñas/intermedias

Contaminantes más frecuentes de los mapas del fondo cósmico de microondas. Se indica el tipo de emisión, el rango de frecuencias en las que es relevante, el grado de polarización de la señal, y las escalas angulares a las que afecta (grandes, por encima de un grado, intermedias, entre pocos minutos de arco y un grado, y pequeñas, por debajo del minuto de arco).

moléculas o granos de polvo que se encuentran en el medio interestelar. Especialmente visible en los mapas de polarización, la morfología de la emisión a gran escala de ambos procesos es muy similar, ya que la física detallada de ambas está íntimamente relacionada con la estructura del campo magnético galáctico.

Además, el medio interestelar de nuestra galaxia es extremadamente complejo, lo que afecta especialmente a nuestra capacidad para modelar la emisión asociada a los granos de polvo, que pueden encontrarse en una multiplicidad de fases, con diversas composiciones químicas y muy variadas condiciones físicas. Estos aspectos añaden una complicación adicional a la hora de separar ambas componentes astrofísicas. Sin lugar a dudas, este es uno de los retos más importantes a los que se enfrenta la cosmología actual, si queremos ser capaces de extraer las pequeñísimas señales asociadas a ondas gravitatorias generadas en la inflación.

ESCUDRINIENDO EN LOS ECOS DEL BIG BANG

En el año 2015 se celebró el 50 aniversario del descubrimiento del fondo cósmico de microondas. En este medio siglo han sido muchos los experimentos y los grupos de investigación que han dedicado sus esfuerzos a caracterizar las propiedades de esta luz del origen del universo, que contiene tanta información acerca de las propiedades globales del mismo. Una revisión histórica exhaustiva, contada en muchos casos de primera mano por los propios protagonistas y pioneros de este tipo de estudios, puede encontrarse en el libro *Descubriendo el Big Bang (Finding the Big Bang)*, editado por los físicos P.J.E. Peebles, Lyman Page y Bruce Partridge. Aquí intentaremos esbozar los hitos más importantes de este proceso.

Como ya sabemos, la mayor parte de los esfuerzos realizados al respecto entre 1965 y los años noventa estuvieron dedicados a la búsqueda del nivel de anisotropía, así como al intento de confirmar las propiedades de cuerpo negro de la radiación del FCM. En 1992, el equipo científico del satélite COBE presentó los resultados del nivel de anisotropía y del espectro de la radiación de fondo, que proporcionaron una confirmación rotunda del modelo de Big Bang. Desde entonces, un gran número de experimentos ha intentado caracterizar, cada vez con mayor precisión y nitidez, las anisotropías del FCM. El primero que confirmó desde la Tierra la detección de COBE fue el experimento Tenerife, instalado en el Observatorio del Teide (Tenerife), y operado por el Observatorio Jodrell Bank (Reino Unido) y el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC). Estos resultados fueron fruto del esfuerzo de muchos investigadores liderados por el profesor de origen australiano Rodney D. Davies (1930-2015), uno de los grandes pioneros y visionarios de este campo de investigación.

En la década de los noventa siguieron muchos otros experimentos, realizados tanto desde la Tierra como usando globos estratosféricos, los cuales detectaron anisotropías en varias escalas angulares. Sin embargo, el primer gran salto cualitativo se produjo a finales de la década de 1990 y en la primera del siglo XXI. Desde la primera indicación por el experimento MAT/TOCO

(el Telescopio de Anisotropía Móvil ubicado en el Cerro Toco, en los Andes chilenos), en pocos años un gran número de experimentos detectaron de forma inequívoca el primer pico acústico, y midieron, por tanto, la geometría global del universo.

Gracias a varios experimentos (recogidos en la tabla de la página contigua), empezando por el BOOMERanG (Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation and Geophysics) en el año 2000, y siguiendo por MAXIMA (Millimeter Anisotropy Experiment IMaging Array), el globo Archeops, CBI (Cosmic Background Imager), el ya nombrado experimento DASI, VSA (Very Small Array) y ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver), para el año 2003 ya se disponía de una detección clara de los tres primeros picos acústicos y, en consecuencia, de una medida de la densidad de bariones y de materia oscura consistente con los valores actuales de 5% y 26%, respectivamente. Los valores globales del modelo concordante ya estaban establecidos y confirmados por las anisotropías del FCM. Esta multiplicidad de proyectos es, además, muy representativa de la importancia que tiene en este campo de investigación poder usar experimentos complementarios que observen el cielo en distintas longitudes de onda y con tecnologías diferentes, para asegurar que las señales detectadas sean realmente de origen primordial. Así, los experimentos BOOMERanG, MAXIMA y Archeops volaron en globos estratosféricos; CBI, DASI y VSA eran interferómetros de microondas, y ACBAR usaba bolómetros desde la Tierra.

A partir del año 2003, el primer anuncio de los resultados del satélite WMAP supuso otro salto cualitativo en la experimentación del FCM (véase en la tabla de la pág. 140 una cronología de los logros científicos al respecto del FCM). WMAP proporcionó una medida consistente, realizada por un mismo experimento, de todo el espectro de potencias desde grandes escalas angulares hasta $l = 1000$. Estos resultados abrieron un enorme abanico de posibilidades para explorar y poner a prueba el modelo cosmológico. Este proceso culminó con el lanzamiento del satélite Planck de la ESA, que ha proporcionado por primera vez la posibilidad de explorar el modelo cosmológico con precisiones por debajo del uno por ciento.

Experimento	Instituciones	Características
Tenerife	Observatorio Jodrell Bank (Reino Unido), Instituto de Astrofísica de Canarias (España)	1984-2000. Tres radiómetros de microondas que operaban a 10, 15 y 33 GHz, y escalas de 8°, desde el Observatorio del Teide (Tenerife). Proporcionó la primera confirmación independiente de la medida de anisotropías de COBE.
MAT/TOCO	Pennsylvania, Princeton (EE. UU.)	1998-2003. Usaba detectores coherentes a 30, 40 y 150 GHz, desde Cerro Toco (Chile). Proporcionó la primera indicación de la localización del primer pico acústico.
BOOMERanG	Caltech (EE. UU.), Roma (La Sapienza)	1997-2003. Vuelo estratosférico desde la Antártica. Usaba bolómetros a 145, 245 y 345 GHz. Primera detección robusta del primer pico acústico. Espectro de potencias entre $l = 100$ y $l = 1000$.
MAXIMA	Caltech (EE. UU.)	1998-1999. Vuelo estratosférico. Usaba bolómetros a 150, 240 y 420 GHz, enfriados a 0,1 K. Medidas del espectro de potencias desde $l = 40$ a $l = 1200$.
Archeops	IAS, IAP y otras instituciones (Francia)	2001-2002. Vuelo estratosférico. Bolómetros a 143, 217, 353 y 545 GHz, enfriados a 0,1 K. Tecnología precursora de Planck HFI. Espectro entre $l = 20$ y $l = 350$.
CBI	Caltech (EE. UU.)	1999-2008. Interferómetro de microondas con 13 antenas, en la banda de 26-36 GHz. Operado desde Chajnantor (Chile). Espectro de potencias entre $l = 300$ y $l = 3500$.
DASI	Chicago (EE. UU.)	2000-2004. Interferómetro de microondas con 13 antenas en la banda de 26-36 GHz. Operado desde la base Amundsen-Scott en el Polo Sur. Primera detección de polarización (modo E).
VSA	IAC (Tenerife), Cambridge y Manchester (Reino Unido)	1999-2008. Interferómetro de microondas con 14 antenas, en la banda de 26-36 GHz. Operado desde el Observatorio del Teide (Tenerife, España). Medida del espectro entre $l = 100$ -1500, trazando los tres primeros picos acústicos.
ACBAR	Case Western (EE. UU.), Berkeley (EE. UU.)	2001-2008. Bolómetros a 150, 219 y 274 GHz. Operado desde el Polo Sur. Medidas a altos multipolos, hasta $l = 3000$. Medida detallada de la difusión de Silk.
SPT	Chicago (EE. UU.), y otras 10 instituciones	2007-hoy. Telescopio de 10 m en el Polo Sur. Receptores tipo bolómetro (frecuencias de 95, 150 y 220 GHz). Detección de cúmulos de galaxia y la medida de espectro a altos multipolos.
ACT	Princeton (EE. UU.), y otras 21 instituciones	2007-hoy. Telescopio de 6 m. Detectores bolométricos a 145, 215 y 280 GHz. Estudia anisotropías en pequeñas escalas angulares.
BICEP/Keck Array	Caltech (EE. UU.), y otras 12 instituciones	2006-hoy: Experimentos operados desde el Polo Sur. BICEP 1, 2 y 3 y Keck-Array. Detectores tipo bolómetro a 100 y 150 GHz para medir la polarización del FCM.
QUIJOTE	IAC, IFCA, DCOM (España), Manchester y Cambridge (RU)	2012-actualidad. Dos telescopios y tres instrumentos operados desde el Observatorio del Teide. Usa detectores coherentes entre 10 y 40 GHz. Dedicados a la caracterización de la polarización del FCM y de la emisión de nuestra galaxia a bajas frecuencias.

Características de los experimentos de FCM mencionados en el texto. Solo se incluyen observatorios terrestres y experimentos en globos.

Hito	Personas/Experimento	Año
Descubrimiento del FCM	Penzias y Wilson	1964
Medida de la anisotropía dipolar	Varios (Wilson, Penzias, Partridge, Wilkinson, Conklin, Henry...)	1967-1979
Detección del nivel de anisotropía	Satélite COBE	1992
Medida de todo el espectro de cuerpo negro	Satélite COBE (FIRAS)	1992
Primer pico acústico	TOCO, Boomerang	1999-2000
Segundo pico acústico	DASI, Boomerang, VSA, MAXIMA, CBI	2001-2002
Detección de la polarización (modo E)	DASI	2002
Fluctuaciones adiabáticas en escalas mayores que el horizonte (espectro TE)	Satélite WMAP	2003
Evidencias de anomalías en escalas angulares grandes	WMAP	2003
Primera detección del efecto lente gravitatoria en el FCM	ACT	2011
Confirmación de espectro de fluctuaciones compatible con inflación ($n < 1$)	Satélite Planck	2013
Medida del efecto lente gravitatoria sobre el FCM en todo el cielo	Planck	2013
Precisiones del 1% en los parámetros cosmológicos	Planck	2013
Detección de modos B por efecto lente gravitatoria	Telescopio Polo Sur (SPT)	2014

Hitos principales asociados al estudio del fondo cósmico de microondas, en los últimos 50 años.

Desde la Tierra, en estos últimos años los proyectos han estado focalizados en dos aspectos muy específicos. Por un lado, el estudio de las anisotropías del FCM en pequeñas escalas angulares, con resoluciones mucho mejores que las que se tienen con instrumentos en el espacio. Experimentos como los realizados desde el Telescopio Cosmológico de Atacama (ACT) y el Telescopio Polo Sur (SPT, por *South Pole Telescope*), han proporcionado medidas detalladas del espectro de potencias en multipolos tan altos como $l = 5000$, y han usado estos mapas para detectar nuevos cúmulos de

galaxias lejanos a través del efecto Sunyaev-Zeldovich, aportando una herramienta complementaria para estudiar las propiedades globales del universo. Otro gran número de experimentos se está dedicando a la medida de la polarización de las anisotropías del FCM, con el objetivo de detectar la huella de los modos B primordiales, proporcionando así una ventana al estudio del cosmos primitivo. Cabe destacar la detección del experimento BICEP2 en 2014 de modos B de polarización en grandes escalas angulares. Sin embargo, tras la combinación de los mapas de BICEP2 (Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization) con los datos de Planck, esos modos B resultaron estar asociados a la polarización de la emisión térmica del polvo de nuestra propia galaxia (véase imagen superior de la página 145). Este resultado ilustra la importancia de llevar a cabo un modelado detallado de los contaminantes galácticos.

Un ejemplo de un experimento que usa una aproximación complementaria a BICEP2 es el experimento QUIJOTE (del inglés Q-U-I JOint TEnerife CMB experiment), resultado de una colaboración científica entre el Instituto de Astrofísica de Canarias (Tenerife), el Instituto de Física de Cantabria (Santander), el Departamento de Ingeniería de Comunicaciones (Santander) y las universidades de Manchester y Cambridge (Reino Unido). El proyecto consta de dos telescopios y tres instrumentos dedicados a caracterizar la polarización de la emisión del cielo en microondas entre 10 y 40 GHz, en seis bandas de frecuencia. Es el único experimento de este tipo actualmente en funcionamiento en Europa, y sus mapas proporcionarán un complemento único, a baja frecuencia, a los datos que ha obtenido el satélite Planck. Esta combinación será esencial para realizar una adecuada planificación de futuros experimentos o misiones espaciales.

EL LEGADO DE LA MISIÓN PLANCK

El estudio detallado de los mapas de la misión Planck nos ha permitido consolidar el *modelo de concordancia*, determinando los seis parámetros globales del universo con precisiones por

MISIONES ESPACIALES DEDICADAS AL ESTUDIO DEL FCM

Tres generaciones de misiones espaciales han aportado gran parte de los conocimientos que tenemos actualmente sobre el fondo cósmico de microondas. Las dos primeras misiones eran iniciativa de la NASA (COBE y WMAP), mientras que la tercera, Planck, pertenece a la ESA. La existencia del fondo de microondas fue postulada, entre otros, por George Gamow, Ralph Alpher y Robert Herman en la década de los años cuarenta, para poder explicar la síntesis de elementos ligeros en el universo. La radiación fósil de nuestro pasado caliente debería ser detectable en la actualidad. Y así fue: Penzias y Wilson la detectaron por pura casualidad. Los satélites COBE, WMAP y Planck, en cambio, fueron creados ex profeso para descubrir el alma de la luz más ancestral del cosmos.

COBE: El primer satélite cosmológico

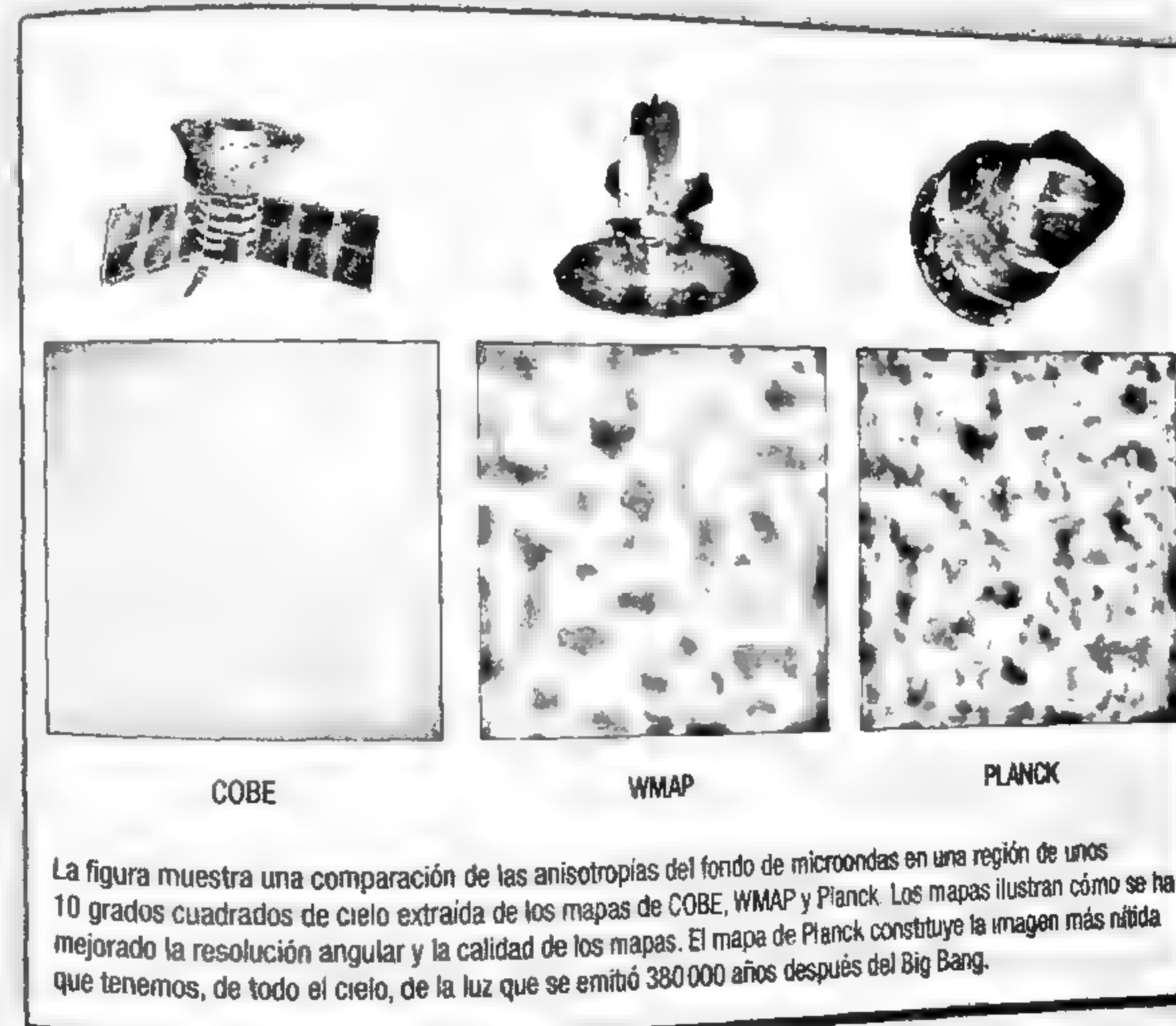
El Explorador del Fondo Cósmico (Cosmic Background Explorer) fue una misión que, originalmente, debía ser lanzada en 1988 a bordo de un transbordador espacial. Pero la explosión del Challenger en 1986 retrasó su puesta en órbita, que finalmente se hizo en 1989 a bordo de un cohete Delta, y dirigida desde el Centro de Vuelo Espacial Goddard (GSFC, por sus siglas en inglés). Contaba tres instrumentos: uno era el Radiómetro Diferencial de Microondas (DMR), cuyo investigador principal era George Smoot, que detectó por primera vez las anisotropías del FCM, con una amplitud de una parte en 100 000, usando tres frecuencias de detección a 31,5, 53 y 90 GHz, y con una resolución angular de 7°. El segundo instrumento era FIRAS (Espectrofotómetro Absoluto en el Infrarrojo Lejano) liderado por J. Mather, quien confirmó de manera inequívoca que el espectro de la radiación cósmica de fondo corresponde a un cuerpo negro con una temperatura de unos 2,725 K. El tercer instrumento, denominado Experimento para la medida del Fondo Infrarrojo Difuso, (DIRBE), se usó para caracterizar la emisión en el infrarrojo de los granos de polvo en el universo, en longitudes de onda entre 1,25 y 240 micras, detectando por primera vez el fondo infrarrojo cósmico, que es debido a la emisión acumulada de galaxias infrarrojas a alto desplazamiento al rojo. Por el descubrimiento del nivel de anisotropías del fondo de microondas con DMR, y la medida del espectro de cuerpo negro con FIRAS, Smoot y Mather recibieron el premio Nobel de Física en la edición de 2006.

WMAP: la segunda generación

La Sonda Wilkinson de Anisotropía de Microondas (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) es una sonda de la NASA lanzada en el año 2001 a bordo de un cohete Delta desde Cabo Cañaveral, Florida, con el objetivo de caracterizar las anisotropías del fondo cósmico de microondas. Estuvo operando durante nueve años desde el punto de Lagrange L2. Originalmente denominada MAP, fue renombrada como WMAP en honor a David T. Wilkinson, uno de los pioneros de los estudios del FCM y miembro de la misión, que falleció en 2002. WMAP obtuvo cinco mapas de frecuencia, a 23, 33, 41, 61 y 94 GHz, con resoluciones angulares entre 50' y 12'. Todos sus receptores eran sensibles a polarización. Los datos de WMAP confirmaron que el modelo de Big Bang con materia oscura fría y constante cosmológica explica con gran precisión las estructuras que se observan en el fondo de microondas.

PLANCK: cosmología de precisión

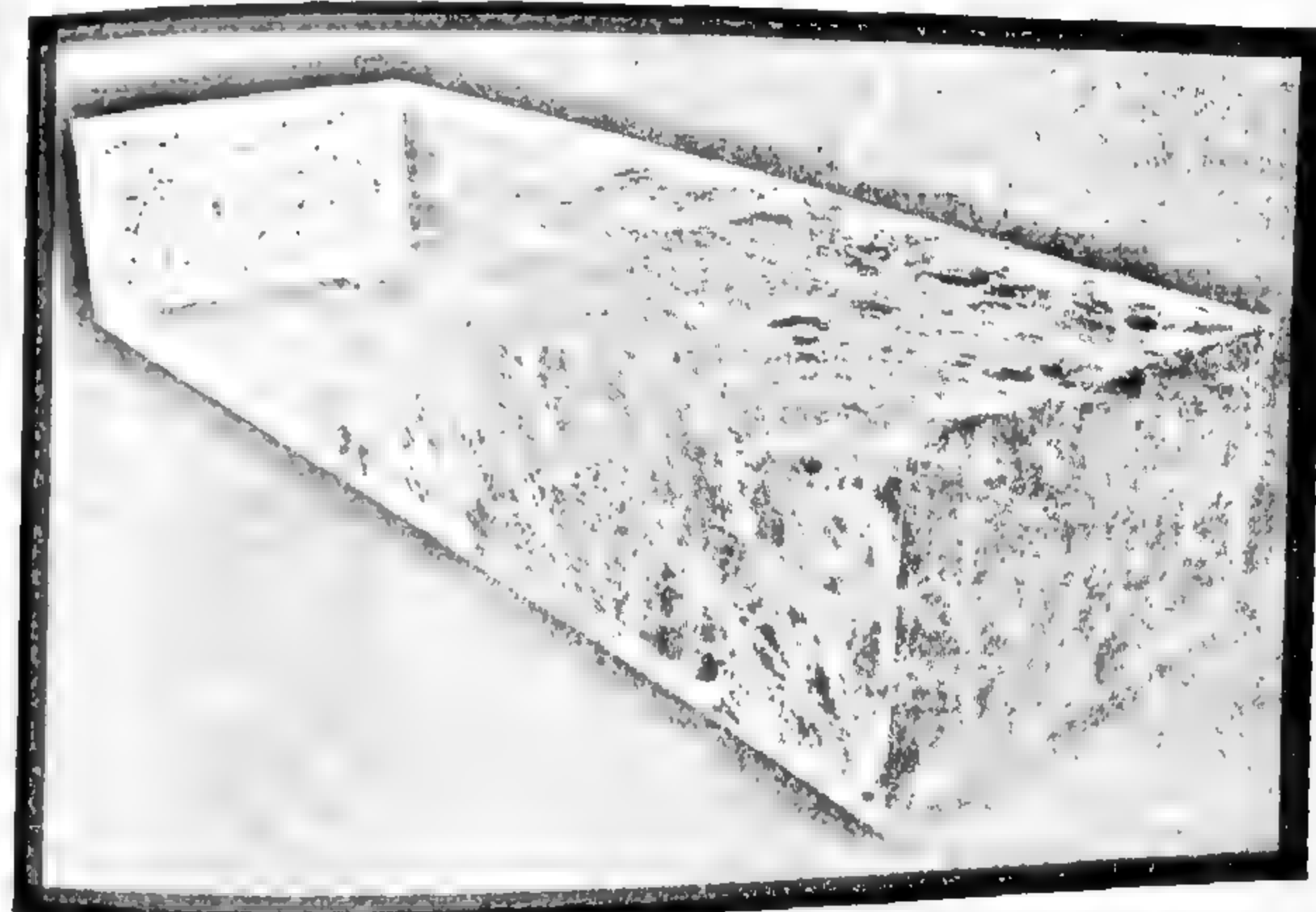
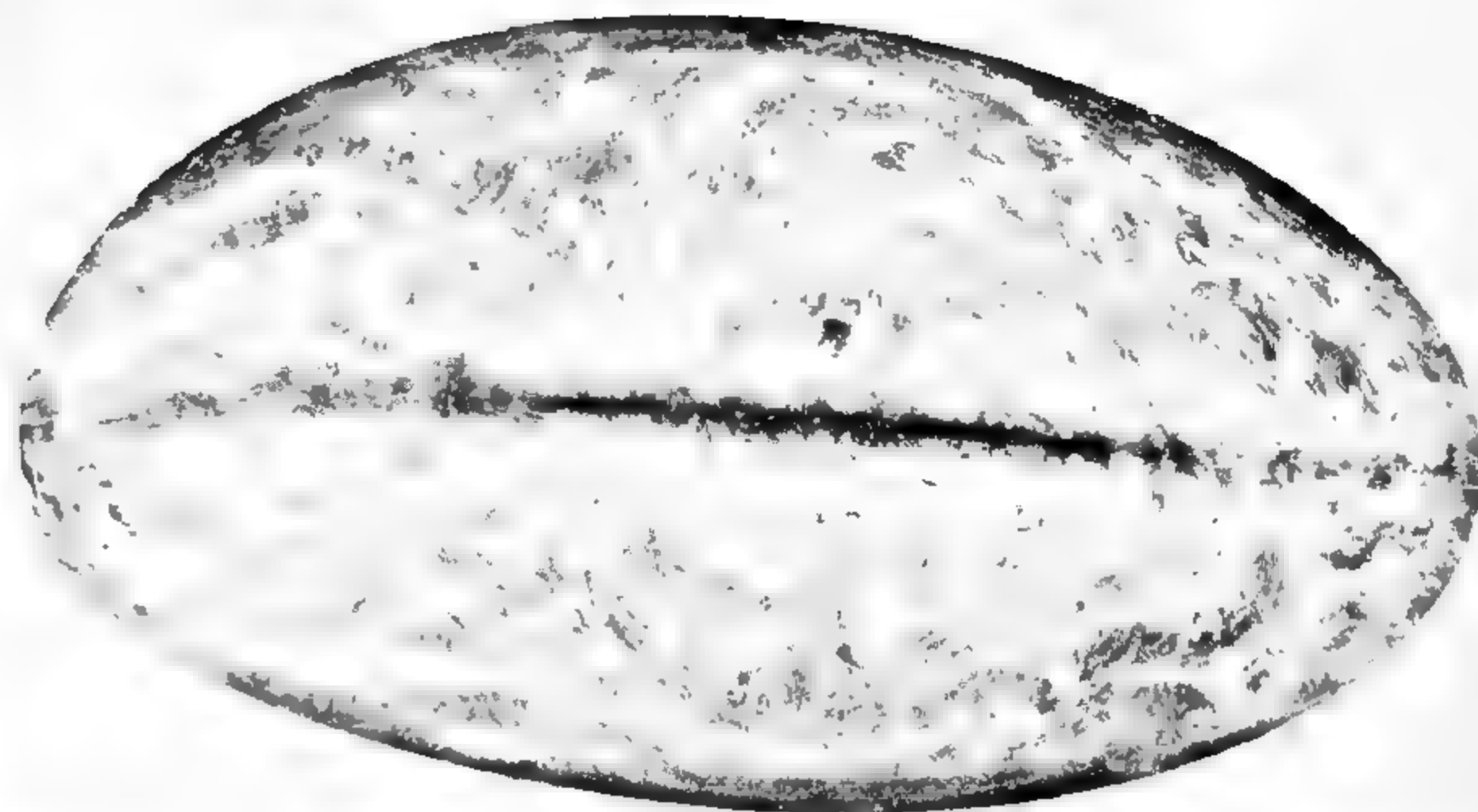
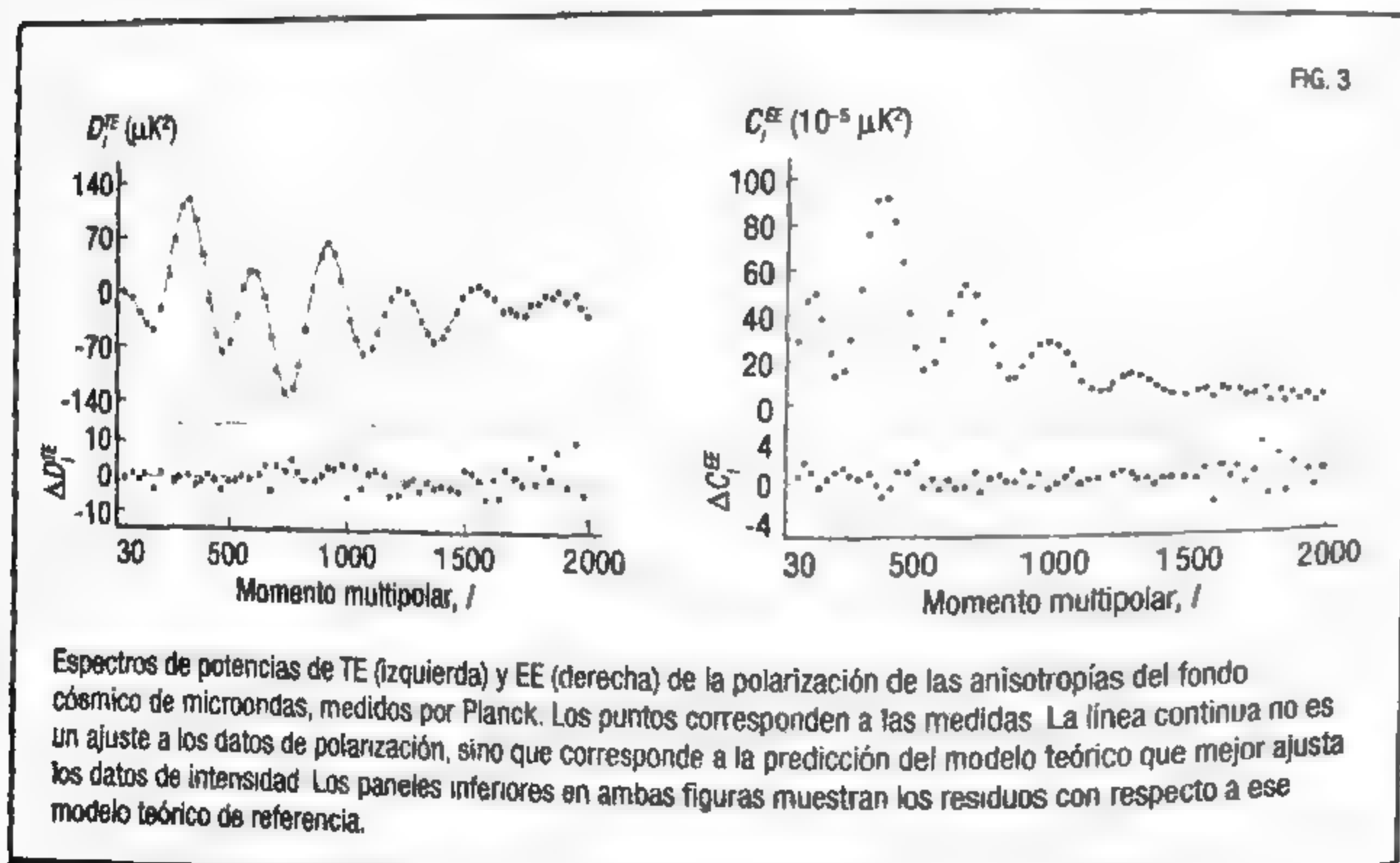
Impulsado por un cohete Ariane 5 desde el puerto espacial de Kourou en la Guayana Francesa en 2009, el satélite artificial Planck (junto con el Observatorio Espacial Herschel), fue lanzado al espacio por la Agencia Espacial Europea (ESA), con contribución de la NASA. Ha observado el cielo desde el punto de Lagrange L2, en nueve bandas de frecuencia que cubren el rango desde 30 a 857 GHz, con alta sensibilidad y resolución angular entre 31' y 5'. El instrumento de baja frecuencia, llamado LFI, está dirigido desde Italia por el físico italiano Nazzareno Mandolesi, y cubre las bandas de 30, 44 y 70 GHz, usando amplificadores de bajo ruido enfriados a 20 K. El instrumento de alta frecuencia, HFI, está liderado desde Francia por el astrofísico francés Jean-Loup Puget. HFI tiene seis bandas en frecuencia a 100, 143, 217, 353, 545 y 857 GHz, y usa bolómetros enfriados con un complejo sistema criogénico a 0,1 K. La polarización puede medirse con todos los detectores excepto los dos de más alta frecuencia. Los resultados de Planck confirman el modelo del Big Bang, y permiten determinar con precisiones por debajo del 1 % los parámetros cosmológicos.



La figura muestra una comparación de las anisotropías del fondo de microondas en una región de unos 10 grados cuadrados de cielo extraída de los mapas de COBE, WMAP y Planck. Los mapas ilustran cómo se ha mejorado la resolución angular y la calidad de los mapas. El mapa de Planck constituye la imagen más nítida que tenemos, de todo el cielo, de la luz que se emitió 380 000 años después del Big Bang.

debajo del uno por ciento. Sin embargo, este breve resumen de seis parámetros no hace justicia a la cantidad de verificaciones que se han podido realizar gracias a la enorme calidad de los datos obtenidos. Con Planck se han explorado múltiples extensiones posibles del modelo cosmológico. Y, en todos estos casos, la conclusión ha sido que los datos no requieren dichas extensiones: ni curvatura espacial del modelo, ni evidencia de partículas relativistas desconocidas aparte de los neutrinos, ni desviaciones con respecto a la gaussianidad, ni evidencia de la existencia de campos magnéticos primordiales, como tampoco de una posible evolución temporal de la energía oscura, siendo totalmente compatible con una constante cosmológica.

La misión Planck ha podido extraer con gran precisión el mapa de polarización lineal de los modos E asociados a las anisotropías primordiales. Los espectros de potencias asociados del modo E de polarización (figura 3) proporcionan una herramienta estadística independiente para extraer los parámetros cosmológicos, y lo fascinante es que los resultados obtenidos se encuentran en completo acuerdo con los parámetros que se derivan de usar solamen-



Arriba, líneas de campo magnético de nuestra galaxia reconstruidas a partir del mapa de la emisión polarizada del polvo a 353 GHz visto por Planck. Abajo, ilustración del concepto de efecto lente gravitatoria sobre los fotones del fondo cósmico de microondas. En su viaje hacia nosotros, pueden sufrir pequeñas desviaciones en su trayectoria debidas a la atracción gravitatoria de la distribución de materia en el universo. Este efecto ha sido medido por Planck en los mapas de todo el cielo.

te los datos de intensidad. Los mismos seis parámetros globales describen las observaciones de la polarización.

Otro de los resultados esenciales de Planck ha sido la medida del efecto lente gravitatoria sobre los fotones del FCM. En pequeñas escalas angulares, la imagen que recibimos del

El universo no está obligado a tener sentido para ti.

NEIL DEGRASSE TYSON

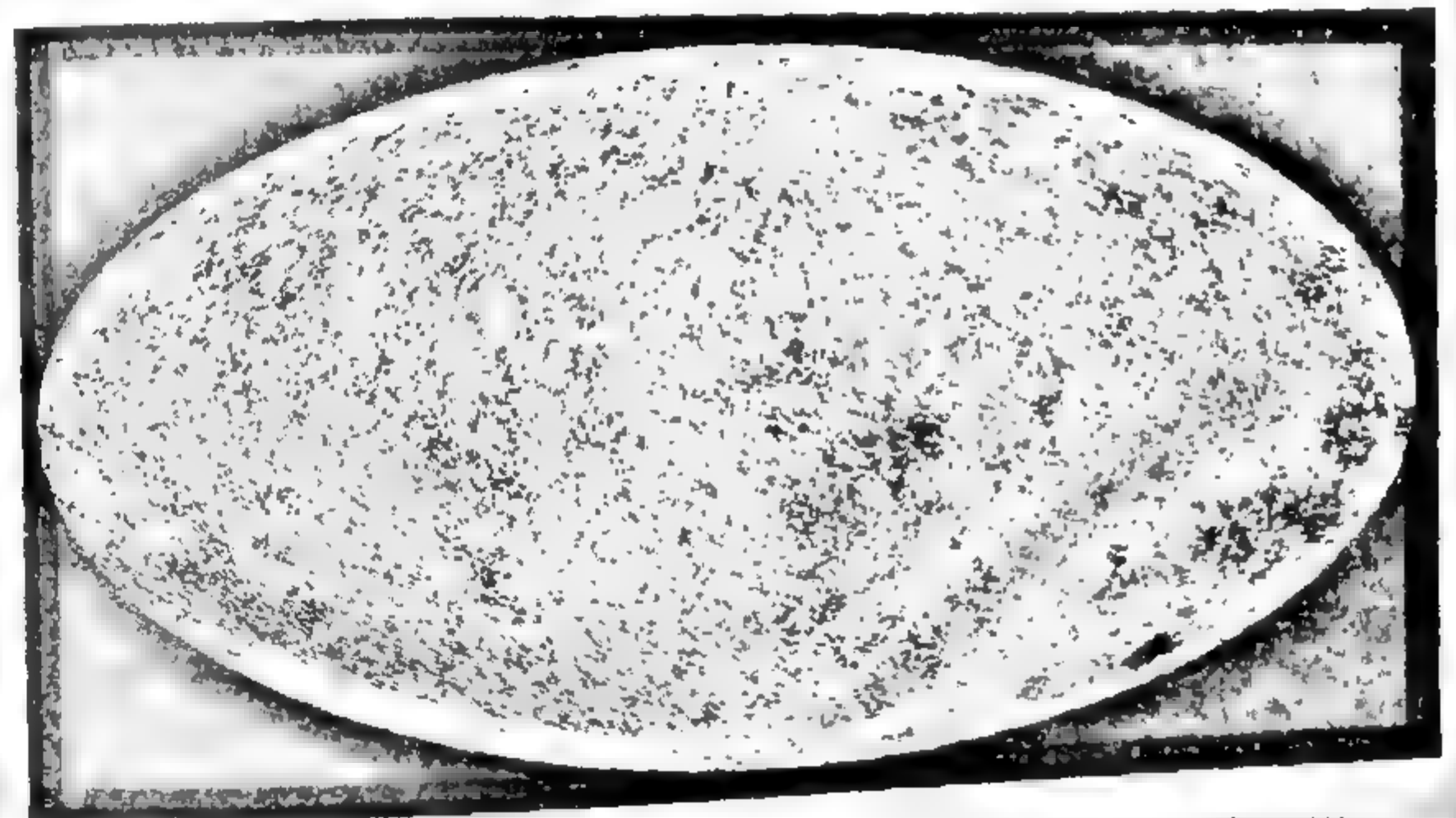
FCM está ligeramente distorsionada debido al efecto de atracción gravitatoria que produce la distribución de toda la materia del universo situada entre nosotros y la superficie de última dispersión (véase imagen inferior en la página 145). Planck ha proporcionado, por primera vez, una reconstrucción del potencial gravitatorio acumulado en cualquier dirección del cielo de toda esa materia. Esta señal está dominada principalmente por las estructuras formadas en los últimos 3000 millones de años. Los datos obtenidos son totalmente compatibles con la predicción del modelo de materia oscura fría con constante cosmológica. Además, cuando se combinan estos datos con los espectros de potencias de las anisotropías del FCM, se puede obtener también información sobre la expansión acelerada del universo.

Cabe recordar que la primera evidencia observacional de la expansión acelerada fue obtenida en el año 1998 por los equipos liderados por los investigadores estadounidenses Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt y Adam G. Riess, y proviene del estudio de supernovas de tipo Ia muy lejanas. Por este motivo recibieron el premio Nobel de Física en 2011. Pues bien, estos resultados de lente gravitatoria de Planck proporcionan una evidencia completamente independiente a la de las supernovas sobre la expansión acelerada del universo.

En resumen, el *modelo concordante* que describe los datos de Planck también explica todas las observaciones de la estructura a gran escala que tenemos en cosmología. Por ejemplo, reproduce con gran precisión las propiedades estadísticas globales de la distribución de grandes estructuras del universo local, trazadas por minuciosos cartografiados de galaxias como el realizado en el marco del proyecto Sloan Digital Sky Survey (SDSS). En par-

ANOMALÍAS EN LOS MAPAS DEL FCM

De acuerdo al principio cosmológico, los mapas de anisotropías del FCM deberían ser estadísticamente isótropos, igual que el mapa de su temperatura promedio, pero datos arrojados por WMAP primero y confirmados por Planck después evidencian la presencia de cuatro anomalías o desviaciones con respecto a la isotropía estadística de los mapas. Las bajas amplitudes del cuadrupolo (fluctuaciones asociadas al multipolo $l=2$, o escalas de 90° sobre el cielo) y el octupolo (fluctuaciones asociadas a $l=3$) son dos de ellas. La tercera es la asimetría de potencia de los dos hemisferios eclípticos (siendo la eclíptica la línea imaginaria por la que transcurre el Sol a lo largo del año en su movimiento aparente visto desde la Tierra). Tras dividir el mapa del FCM en dos hemisferios eclípticos, y determinar la potencia o amplitud de las fluctuaciones en ambos, vemos que en el hemisferio sur la potencia es algo superior a la que se mide en el norte. Esta pequeña asimetría fue encontrada en los datos de WMAP en 2004 por H.K. Eriksen, F. Hansen y colaboradores, y ha sido confirmada por Planck. Por último, la cuarta anomalía es la de la denominada «gran mancha fría», o *cold spot* en inglés, detectada por el físico español Patricio Vielva y colaboradores en 2004 a partir de los datos de WMAP. Corresponde a una estructura de unos $5-10^\circ$ sobre el cielo del hemisferio sur eclíptico, en coordenadas galácticas $l=209^\circ$ y $b=-57^\circ$, con una temperatura más fría que el promedio. Se han propuesto varias teorías para explicarla, entre ellas la existencia de un gran vacío situado a lo largo de la línea de visión de la mancha fría, o de texturas cósmicas. Puede que el estudio en más detalle de la polarización del FCM en la dirección de la mancha fría ayude a dar con la respuesta.



La figura ilustra la localización de dos de las anomalías detectadas en el FCM. La gran mancha fría aparece resaltada con un círculo en la parte inferior derecha del mapa. La línea divide el mapa en dos hemisferios que muestran una ligera diferencia de potencia entre ellos.

ticular, la huella de las oscilaciones acústicas también ha sido detectada en la distribución a gran escala de las galaxias, y tanto su amplitud como su forma es compatible con la predicción del modelo concordante.

No obstante, es importante mencionar que también hay algunos resultados de PLANCK que aún no han sido entendidos completamente. Por un lado, la medida de la abundancia de cúmulos de galaxias detectados a través del efecto Sunyaev-Zeldovich ha permitido extraer una determinación independiente de la densidad de materia del universo y de la amplitud de las fluctuaciones. Pues bien, esa medida se encuentra en ligera tensión con los resultados obtenidos de la medida del espectro de potencias. Esta pequeña discrepancia podría ser la pista para explorar aspectos de física fundamental muy interesantes, como el valor de la masa de los neutrinos. Finalmente, Planck también ha confirmado la existencia de pequeñas desviaciones con respecto a la isotropía estadística en el mapa del FCM, que ya habían sido anticipadas por los datos de la misión WMAP. Por el momento, no disponemos de una explicación consensuada por la comunidad científica acerca del origen de dichas desviaciones.

RETOS FUTUROS: EL FCM COMO LABORATORIO

El fondo cósmico de microondas proporciona una de las herramientas más poderosas de la cosmología moderna. El estudio detallado de las anisotropías de esta radiación nos ha permitido establecer que las estructuras que observamos en el universo provienen de fluctuaciones cuánticas generadas en la época de la inflación. Sin embargo, todavía queda una predicción del paradigma inflacionario que no ha sido verificada: la existencia de ondas gravitatorias primordiales.

La mayor parte de los esfuerzos observacionales en los últimos años están encaminados a la búsqueda de los elusivos modos B de la polarización del FCM. No se trata de una tarea sencilla. Las señales que esperamos son muy débiles, y se encuentran enmascaradas por la emisión de nuestra propia galaxia, que de-

bemos entender y corregir con una precisión exquisita. En los próximos años, experimentos como QULJOTE, o el BICEP, operado desde la estación estadounidense de investigación polar Amundsen-Scott, en el Polo Sur, además de muchos otros, van a intentar detectar, o al menos restringir, la amplitud de esos modos B primordiales, y por tanto, extraer información física sobre las escalas de energía a las que ocurre la inflación. La historia parece que, en cierto modo, vuelve a repetirse. Si hace 50 años se buscaba el nivel de anisotropías, ahora intentamos detectar el nivel de ondas gravitatorias. Es previsible, como ocurrió en el caso anterior, que una nueva generación de satélites que midan la polarización del FCM proporcione la respuesta definitiva. De momento, hay tres propuestas de satélites en estudio: PIXIE, propuesto recientemente por varias instituciones en Estados Unidos y otros países al programa de exploración de la NASA; LiteBIRD, propuesto por la comunidad científica japonesa a la JAXA (Agencia Espacial Japonesa), y actualmente en fase de evaluación, y CORE, propuesto por la comunidad científica europea a la ESA.

Más allá de la polarización, el FCM codifica una gran cantidad de información, casi inexplorada, en las pequeñas desviaciones de su espectro con respecto a la curva ideal de un cuerpo negro. El estudio de dichas desviaciones proporcionará en el futuro nuevas formas de estudiar la historia térmica de nuestro universo, la época de la inflación y la naturaleza de la materia oscura. Sin duda, los próximos 50 años de estudio del fondo cósmico de microondas se auguran aun más excitantes que los 50 primeros.

LECTURAS RECOMENDADAS

- BATTANER, E., *¿Qué es el Universo? ¿Qué es el hombre?*, Madrid, Alianza Editorial, 2011.
- : *Grandes Estructuras del Universo*, Barcelona, RBA, 2015.
- BORJA, E.F., *El vacío y la nada*, Barcelona, RBA, 2015.
- COX, B. & FORSHAW, J., *¿Por qué $E=mc^2$? (¿y por qué debería importarnos?)*, Barcelona, Penguin Random House, 2016.
- GUTH, A., *El universo inflacionario*, Barcelona, Debate, 1999.
- OSTRIKER, J. Y MITTON, S., *El corazón de las tinieblas. Materia y energía oscuras: los misterios del universo invisible*, Barcelona, Pasado y Presente, 2014.
- PEEBLES, P.J.E., PAGE, L.A. Y PARTRIDGE, R.B., *Finding the Big Bang*, Cambridge University Press, 2009.
- WEINBERG, S., *El sueño de una teoría final. La búsqueda de las leyes fundamentales de la naturaleza*, Barcelona, Editorial Crítica, 2010.
- : *Los tres primeros minutos del universo*, Madrid, Alianza Editorial, 2009.

ÍNDICE

////////////////////////////////////

- adiabáticas 110, 111, 140
agujeros negros 18, 64, 109
Alpher, Ralph 32, 34, 142
anisotropía 9-11, 72-76, 84-90,
92, 108, 111, 119, 120, 123, 125,
128, 129, 131, 134, 135, 137-
144, 146, 148, 149
anisotropía dipolar 73, 140
anomalías 140, 147
armónicos esféricos 86
átomo primitivo 23
- barión 8, 31, 52, 58, 59, 77, 78, 80,
81, 83, 87, 91, 138
Bell, laboratorios 36, 38
BICEP 116, 139, 141, 148
Big Bang 7, 8, 10, 13, 29-32,
34, 35, 37-39, 41, 43, 52, 53,
55, 56, 61-64, 71, 72, 78, 82,
93, 96-99, 101, 102, 105-107,
117, 118, 125, 127, 137, 142,
143
- Boltzmann, Ludwig 37
constante de 37, 46, 89
- campo
magnético 114, 115, 122, 134,
136, 145
vectorial 118
cefeidas 24, 26
COBE DMR 142
COBE FIRAS 44, 45, 71, 140, 142
colapso (gravitatorio) 72, 77-80,
88
Compton
dispersión 53, 54, 56, 62, 65,
115, 118
doble dispersión 54
constante cosmológica 23, 25,
50, 89, 92, 100, 101, 104, 105,
107, 142, 144, 146
cuerpo negro 9, 38, 41, 44-48, 50,
52-55, 59, 61, 64-66, 71-73, 109,
134, 137, 140, 142, 149

cúmulo de galaxias 21, 65, 66, 76

De Sitter,

Willem 25, 104

modelo de 100, 104, 105

deflexión de la luz, lente

gravitatoria 17, 18

densidad crítica 97-99, 103

desacoplo

desplazamiento al rojo (*redshift*)

17, 27-29, 47, 48, 58, 61, 64, 76,

87, 114, 133, 142

detectores

coherentes 132, 139

incoherentes 132

Dicke, Robert 35, 38, 99, 132

radiómetro de 131

distorsiones espectrales 64

Doppler, efecto 22, 28, 29, 87

Eddington, Arthur 17, 25, 104

Einstein, Albert 15-18, 23, 25, 46,

49, 52, 87, 89, 90, 96, 100, 101,

104, 105, 112

electrodébil, transición 55

emisión

anómala de microondas 134,

136

sincrotrón 134

térmica del polvo 134, 136,

141

energía oscura 10, 25, 39, 50, 51,

55, 89, 92, 103, 104, 127, 144

época

acústica 78-82, 88

oscura 55, 59, 62, 63

equilibrio termodinámico 9, 44,

45, 53

era

de la materia 51, 79

de la radiación 51-53, 55, 78-80

leptónica 52

ESA (Agencia Espacial Europea)

10, 84, 131, 133, 138, 142, 143,

149

espectro 8, 9, 22, 23, 27, 40, 44,

45, 52, 54, 55, 61, 64, 65, 66, 71,

72, 86-90, 111, 112, 120, 123,

129, 130, 131, 134, 137-140,

142, 149

de potencias 86-91, 111, 112,

120, 123, 138-140, 148

expansión del universo 8, 23, 30,

35, 39, 47, 53, 78, 114

factor de escala cósmico 28, 29,

35, 99, 102, 104, 125

fluctuaciones cuánticas 10, 11,

92, 93, 108-110, 113, 123, 125,

127, 148

Fondo Cósmico de Microondas
(FCM), Cosmic Microwave
Background (CMB) 43, 46,

64, 72, 73, 75, 85-92, 111, 114-

120, 123, 125, 132-134, 136-142,

146-149

fotón 48, 53, 54, 56, 60, 115

Friedmann, Alexander 23, 24, 43,

90, 96, 97, 99, 101, 103-105, 127

Gamow, George 32, 34, 105, 142

Gauss, Carl 110

gaussiana 109-111, 144

gravedad 9, 16, 17, 21-23, 55, 65,

69, 77, 80, 82, 89-91, 105, 106,

108, 109

Guth, Alan 98-101, 105, 106, 109

Hawking, radiación de 109, 110

Hawking, Stephen 109

helio 7, 17, 31, 32-35, 38, 52, 55,

56, 58, 61, 62

hidrógeno 7, 17, 31-34, 38, 55, 56,

58-62, 114, 117

Higgs, Peter 107

bosón de 107

campo de 55, 107

horizonte

de sonido 82, 83, 85, 88, 90

relativista 95, 96

problema del 95, 96, 101, 102

Hoyle, Fred 31

Hubble

constante de 24, 25, 30, 92,

104, 109

ley de 7, 24-27, 38

Humason, Milton 24

igualdad (de radiación materia)

51

inflación 10, 11, 24, 29, 39, 55,

82, 83, 89, 93, 96, 98-110, 112-

114, 116, 123-125, 136, 140,

148, 149

inflatón 123

inhomogeneidades 76, 85

isotropía 18, 22, 72, 108, 147, 148

Jansky, Karl 36, 128

Jeans, James 78

longitud de

masa de 77-80, 82

L2, Punto de Lagrange 2 130,

131, 142, 143

Leavitt, Henrietta Swan 24

Lemaître, Georges 23-25

LHC, Large Hadron Collider 10,

11, 107, 113

Lifshitz, Yevgueni Mikhailovich

76-78

LIGO 11, 112

M31 26

Mach, Ernst 16

principio de 16, 18

materia oscura 9, 21, 50, 51, 64,

65, 74, 76, 77, 80, 81, 87, 89, 91,

92, 127, 138, 142, 146, 149

Mather, John 44, 64, 72, 129, 142

medio interestelar 36, 63, 64, 77,

136

modelo de concordancia 127,

141

modos E, modos B 119, 120, 122,

123, 144

momento multipolar, multipolo

86, 88, 89, 91, 120, 121, 139,

140, 144

monopolo magnético 95, 96, 98, 99

NASA 44, 45, 71, 73, 75, 84, 142,

143, 149

Newton, Isaac 15-17

nucleosíntesis 31, 32, 34, 55, 56,

58, 97, 142

observadores fundamentales 22,

73

observatorio Monte Wilson 24

ondas

de sonido 78, 81, 82, 88

gravitatorias 11, 18, 112-114,

120, 121, 123, 129, 136, 148,

149

oscilaciones acústicas, picos

acústicos 80-83, 87-92, 121,

138-140, 146

Peebles, P.J.E. 38, 58, 137

Penzias, Arno 35-39, 71, 72, 129,

131, 140, 142

perturbaciones

escalares 113

tensoriales 112, 113, 120, 121

Planck, Max 46

Planck, misión 10, 84, 91, 92,

110-112, 131, 133, 135, 138-148

planitud, problema de 95-97, 99,
102, 103
plasma 8, 9, 52, 55, 56, 58, 59,
65, 87
polarización 11, 114, 115, 117-
123, 132-136, 139-144, 146, 148
presión de radiación 78, 80, 91
principio cosmológico 18, 19, 22,
23, 50, 57, 72, 108, 147

QUJOTE 139, 141, 148

radiación 7-10, 13, 22, 28, 35, 37-
39, 44-47, 50-52, 54-59, 62, 64,
71-73, 76-82, 84, 91, 95, 96, 104,
107, 109, 110, 112, 114, 115,
119, 123, 125, 128-132, 137,
142, 148

radioastronomía 19, 36, 128, 129

radiotelescopio(s) 8, 128

recalentamiento 107

recombinación 55, 56, 58-62, 64,
65, 76, 78-80, 82-90, 92, 96, 111,
114, 121, 123

Sájarov, Andréi 83

SDSS, Sloan Digital Sky Survey
83, 146

separación de componentes 133,
134

Silk, Joseph 88

difusión de 88, 139

singularidad 29, 101

Slipher, Vesto 27

Smoot, George 44, 72, 129, 132,
142

Stokes, parámetros de 118, 119,
133, 135

Sunyaev-Zeldovich, efecto 66,
141, 148

Sunyaev, Rashid 58, 66

superficie de última dispersión
57, 59, 61, 64, 115, 121, 133, 146
supersimetría 107

temperatura 7-9, 18, 35, 37, 43,
45-48, 50-54, 56, 58, 62, 71, 73,
76, 77, 86, 96, 102, 106, 109,
116, 120, 121, 129, 131, 133,
134, 142, 147

Teoría de Gran Unificación
(GUT) 55, 98, 102

Tolman, Richard 47-49

transición de fase 106-108, 110

universo, edad del 55, 84, 92, 102

vacío 7, 15, 25, 44, 100, 101, 147

velocidad de la luz 15, 16, 18, 28,
44, 46, 57, 74, 96, 99, 112

Weinberg, Steven 105

Wilson, Robert 35-39, 71, 72, 129,
131, 140, 142

WMAP 84, 138, 140, 143, 147, 148

Zeldovich, Yakov 35, 59, 66, 100